Die Theorie des Drehstrom-Asynchronmotors in der einachsigen Schaltung und ihre experimentelle Nachprüfung.

Von der Kgl. Technischen Hochschule zu München

zur

Erlangung der Würde eines Doktors der technischen Wissenschaften

(Doktor-Ingenieurs)

genehmigte Dissertation.

Vorgelegt von

Ludwig Dreyfus,

Diplom-Ingenieur.

Referent: Prof. Johann Ossanna.

Korreferent: Prof. Leo Kadrnozka.

Berlin 1909.

Verlag von Wilhelm Ernst & Sohn.

Buchdruckerei des Waisenhauses in Halle a. S.

Die Theorie des Drehstrom-Asynchronmotors in der einachsigen Schaltung und ihre experimentelle Nachprüfung.

Von der Kgl. Technischen Hochschule zu München

zur

Erlangung der Würde eines Doktors der technischen Wissenschaften

(Doktor-Ingenieurs)

genehmigte Dissertation.

Vorgelegt von

Ludwig Dreyfus,

Diplom-Ingenieur.

Referent: Prof. Johann Ossanna.

Korreferent: Prof. Leo Kadrnozka.

Berlin 1909.

Verlag von Wilhelm Ernst & Sohn.

Druck der Buchdruckerei des Waisenhauses in Halle a. d. S.

Der Schleifringanker des Drehstrom-Asynchronmotors gestattet, abgesehen von der dreiphasigen Betriebsschaltung, noch eine abnormale Schaltungsform, die sich durch Unterbrechung einer der drei Verbindungsleitungen zwischen Schleifringen und Anlasser ergibt und als „einachsige Schaltung" bezeichnet wird. Praktisch hat sie allerdings noch keine Anwendung gefunden, da erfahrungsgemäß der Leistungsfaktor nicht befriedigt. Gleichwohl darf sie wegen ihrer merkwürdigen Eigenschaften ein gewisses Interesse beanspruchen, dem die im folgenden gegebene Theorie gerecht werden soll.

Was dabei die Begrenzung des Problems betrifft, so mag durchweg angenommen werden:

1. Stator- und Rotorwicklung als gewöhnliche Dreiphasen-Wechselstromwicklung in Sternschaltung ausgebildet; Stator: p Polpaare bezw. ganze Wellen $\left(\text{Polteilung } tp = \frac{X}{2} = \frac{R\pi}{p}\right)$; $\mathfrak{z}_1'$ Nuten pro Pol; $\mathfrak{z}_2'$ Nuten pro Pol und Phase, à $\mathfrak{w}'$ Leiter; $\mathfrak{a}'$ parallele Stromkreise; $\frac{J_1}{\mathfrak{a}}$, = Effektivwert des Primärstromes pro Leiter. — Analog für den Rotor: $\mathfrak{z}_1''$; $\mathfrak{z}_2''$; $\mathfrak{w}''$; $\mathfrak{a}''$; $\frac{J_2}{\mathfrak{a}''}$.

2. Sättigung vernachlässigt, d. h. der magnetische Widerstand des Schließungskreises wird unabhängig von den jeweils auftretenden Induktionen als konstant betrachtet. Führt man also einen gedachten Luftraum δ'' ein, welcher den jeweiligen resultierenden Widerstand des magnetischen Kreises ersetzt, so lautet diese zweite Voraussetzung: δ'' = const.

3. Eisenverluste vernachlässigt, d. h. Feld in Phase mit dem Magnetisierungsstrom.[1])

---

1) Die gewählten Bezeichnungen entsprechen dem allgemeinen Gebrauch:
Kleine Buchstaben für die Momentenwerte der Spannungen, Ströme und Felder, der Leistungen und Drehmomente.
Große Buchstaben für die Effektivwerte der Spannungen und Ströme, sowie für die Maximalwerte der Felder; endlich für die zeitlichen Mittelwerte der Leistungen und Drehmomente.
Punkte über den Buchstaben geben den bezeichneten Größen die Bedeutung von Vektoren.

A. Allgemeine Ableitungen und Formeln.

Bei der Verfolgung der grundlegenden Beziehungen zwischen den verschiedenen elektrischen Größen wiederholen sich fortwährend einige Aufgaben, deren Lösung zweckmäßig zuerst in Angriff genommen wird. Immer benötigen wir nämlich von neuem:

I. Die Gleichung eines durch die Statorwicklung erzeugten Drehfeldes.
II. Die Gleichungen des durch die Rotorwicklung erzeugten Feldes.
III. Die Gleichung der von einem Drehfeld einer Mehrlochwicklung induzierten Elektromotorischen Kraft.
IV. Die Bestimmung der räumlichen Lage zweier Drehfelder gleicher Geschwindigkeit und Umlaufsrichtung.[1])

I. Gleichung eines durch die Statorwicklung erzeugten Drehfeldes.

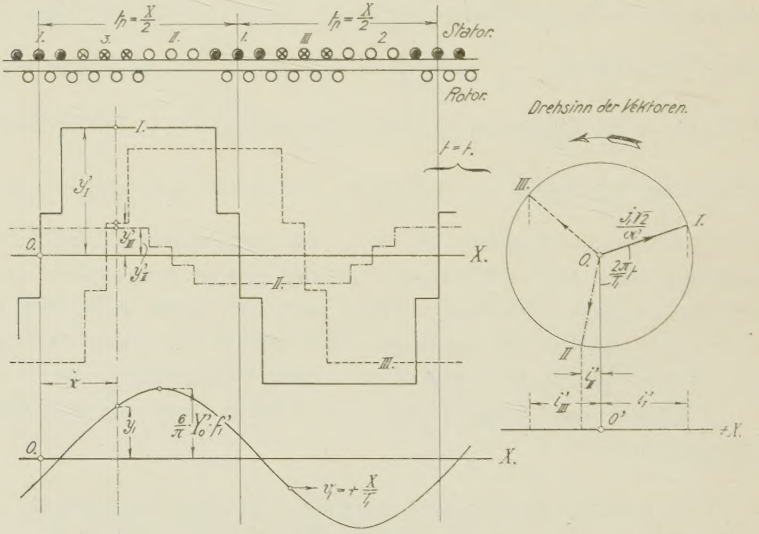


Abb. 1.

Unter der Voraussetzung symmetrischer Belastung seien die Statorströme der drei Phasen: I—1, II—2, III—3 durch die Gleichungen gegeben:

$$i_I' = \frac{J_1 \sqrt{2}}{a'} \cdot \sin \frac{2\pi}{T_1} t$$

$$i_{II}' = \frac{J_1 \sqrt{2}}{a'} \cdot \sin \left(\frac{2\pi}{T_1} t - \frac{2\pi}{3} \right)$$

1) Im folgenden sind diese Aufgaben in der gleichen Weise behandelt, wie sie Prof. Ossanna schon seit Jahren an der Kgl. Technischen Hochschule zu München vorzutragen pflegt.

$$i_{III'} = \frac{J_1\sqrt{2}}{a'} \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{T_1}t - \frac{4\pi}{3}\right) \qquad \text{Vergl. Abb. 1.}$$

Jede Phase erzeugt im Luftraum ein staffelförmiges Feld von der maximalen Ordinate:

$$Y_o' = \frac{4\pi}{10} \cdot \frac{\sqrt{2}\,J_1}{a'} \frac{\mathfrak{z}_{\delta 2}' w'}{2} \cdot \frac{1}{\delta''}$$

und diese einfach pulsierenden Wechselfelder lassen sich in Fouriersche Reihen: $y' = f(x,t)$ entwickeln. Auf diesem Wege erhält man entsprechend den drei Phasen die Feldgleichungen:

$$y_I' = \frac{4}{\pi} Y_o' \sin\frac{2\pi}{T_1}t \cdot \left(f_1' \sin\left(\frac{2\pi}{X}x\right) + \frac{f_3'}{3}\sin\left(3\cdot\frac{2\pi}{X}x\right) + \frac{f_5'}{5}\sin\left(5\cdot\frac{2\pi}{X}x\right) + \ldots\ldots\right)$$

$$y_{II}' = \frac{4}{\pi} Y_o' \sin\left(\frac{2\pi}{T_1}t - \frac{2\pi}{3}\right) \cdot \left(f_1' \sin\frac{2\pi}{X}\left(x - \frac{X}{3}\right) + \frac{f_3'}{3}\sin 3\cdot\frac{2\pi}{X}\left(x - \frac{X}{3}\right) + \frac{f_5'}{5}\sin 5\cdot\frac{2\pi}{X}\left(x - \frac{X}{3}\right) + \ldots\ldots\right)$$

$$y_{III}' = \frac{4}{\pi} Y_o' \sin\left(\frac{2\pi}{T_1}t - \frac{4\pi}{3}\right) \cdot \left(f_1' \sin\frac{2\pi}{X}\left(x - \frac{2X}{3}\right) + \frac{f_3'}{3}\sin 3\cdot\frac{2\pi}{X}\left(x - \frac{2X}{3}\right) + \frac{f_5'}{5}\sin 5\cdot\frac{2\pi}{X}\left(x - \frac{2X}{3}\right) + \ldots\right)$$

Dabei ist unter f_n' der sog. „Wicklungsfaktor, bezogen auf die n^{te} Harmonische" zu verstehen, also:

$$f_n' = \frac{\sin\left(n\cdot\frac{\pi}{2}\cdot\frac{\mathfrak{z}_{\delta 2}'}{\mathfrak{z}_{\delta 1}'}\right)}{\mathfrak{z}_{\delta 2}'\sin\left(n\cdot\frac{\pi}{2}\cdot\frac{1}{\mathfrak{z}_{\delta 1}'}\right)}.$$

Das resultierende Feld y setzt sich darnach aus unendlich vielen Einzel-Drehfeldern y_1, y_5, y_7 ... zusammen, das sind Felder von sinusartiger Verteilung im Luftraum, welche mit konstanter Geschwindigkeit v_1, v_5, v_7 ... rotieren. Rechnen wir die Bewegung eines rechtsdrehenden Feldes als positiv, so folgt:

$$y = y_1 + y_5 + y_7 + y_{11} + \ldots\ldots,$$

wobei $$y_1 = \frac{6}{\pi} Y_o' f_1' \cos\left(\frac{2\pi}{X}x - \frac{2\pi}{T_1}t\right);$$

oder wenn $$H_{12} = \frac{12\sqrt{2}}{10} \cdot \left(f_1' \frac{\mathfrak{z}_{\delta 2}' w'}{a'}\right) \cdot \frac{1}{\delta''} \cdot J_1$$

den Maximalwert dieses Stator und Rotor verkettenden Feldes bezeichnet:

$$y_1 = H_{12}\cos\left(\frac{2\pi}{X}x - \frac{2\pi}{T_1}t\right) \ldots\ldots \quad \text{Drehfeld: } \underrightarrow{v_1} = +\frac{X}{T_1}$$

$$y_5 = -\frac{f_5'}{5f_1'} \cdot H_{12}\cos\left(\frac{2\pi}{X/5}x + \frac{2\pi}{T_1}t\right) \quad \text{Drehfeld: } \underleftarrow{v_5} = -\frac{X/5}{T_1}$$

$$y_7 = \frac{f_7'}{7f_1'} \cdot H_{12}\cos\left(\frac{2\pi}{X/7} - \frac{2\pi}{T_1}t\right) \ldots \quad \text{Drehfeld: } \underrightarrow{v_7} = +\frac{X/7}{T_1} \text{ usw.}$$

Es ist bekannt, daß bei allen Wicklungen, mit Ausnahme der (praktisch nicht mehr angewendeten) Einlochwicklung der Einfluß der höheren Harmonischen neben dem der Grundwelle vollkommen zurücktritt. Daher wird auch im folgenden nur mit der ersten Harmonischen des Statorfeldes gerechnet, und sind demgemäß die unterscheidenden Indizes der Wicklungsfaktoren weggelassen. Unter diesen Voraussetzungen lautet schließlich die Gleichung des Statorfeldes:

$$h_{1X} = H_{12} \cos\left(\frac{2\pi}{X} x - \frac{2\pi}{T_1} t\right) \quad \ldots\ldots \underrightarrow{v_1} = + \frac{X}{T_1}$$

$$\text{wobei:} \quad H_{12} = \frac{12\sqrt{2}}{10} \left(f_1 \cdot \frac{\vartheta_2' \, w'}{a'}\right) \frac{1}{\delta''} \cdot J_1.$$

Anmerkung: Sind im Gegensatz zu der ursprünglich getroffenen Annahme die Ströme der drei Statorphasen durch folgenden Ansatz gegeben:

$$i_I' = \frac{J_1\sqrt{2}}{a'} \sin \frac{2\pi}{T_1} t$$

$$i_{II}' = \frac{J_1\sqrt{2}}{a'} \sin\left(\frac{2\pi}{T_1} t + \frac{2\pi}{3}\right)$$

$$i_{III}' = \frac{J_1\sqrt{2}}{a'} \sin\left(\frac{2\pi}{T_1} t + \frac{4\pi}{3}\right),$$

so lautet die Feldgleichung unter Vernachlässigung der höheren Harmonischen:

$$h_{1X} = -H_{12} \cos\left(\frac{2\pi}{X} x + \frac{2\pi}{T_1} t\right) = H_{12} \cos\left(\frac{2\pi}{X} x + \frac{2\pi}{T_1} t + \pi\right) \ldots . \underleftarrow{v_1} = -\frac{X}{T_1}.$$

II. Gleichungen des durch die Rotorwicklung erzeugten Feldes.

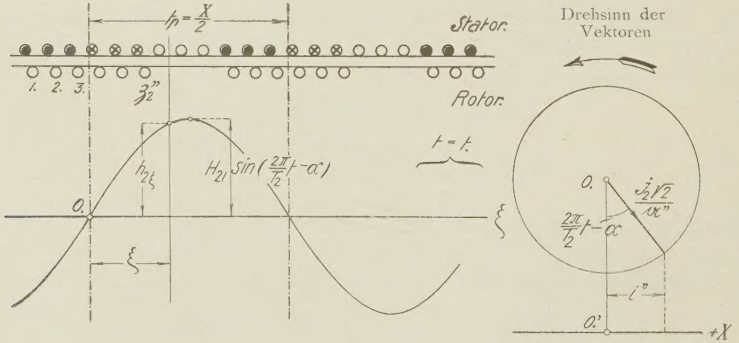


Abb. 2.

Die Gleichung des Rotorstromes laute:

$$i'' = \frac{J_2\sqrt{2}}{a''} \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{T_2} t - \alpha\right)$$

Wie beim Stator, so erzeugt hier die Rotorwicklung ein staffelförmiges Feld von der maximalen Ordinate:

$$Y_o'' = \frac{4\pi}{10} \cdot \frac{\sqrt{2}\, J_2}{a''} \frac{\vartheta_2'' w''}{2} \cdot \frac{1}{\delta''},$$

welches sich als Funktion des Raumes und der Zeit in Fouriersche Reihen entwickeln läßt.

So ergibt sich die Feldgleichung:

$$y'' = \frac{4}{\pi} Y_o'' \sin\left(\frac{2\pi}{T_2} t - \alpha\right)\left(\sin\left(\frac{2\pi}{X}\xi\right) \cdot f_1'' + \frac{1}{3}\sin\left(\frac{2\pi}{X/3}\xi\right) \cdot f_3'' + \frac{1}{5}\sin\left(\frac{2\pi}{X/5} \cdot \xi\right) \cdot f_5'' + \ldots\right);$$

und wird weiterhin mit demselben Rechte wie bei der Statorwicklung nur der Einfluß der Grundwelle berücksichtigt, so lautet die endgültige Feldgleichung mit Weglassung der unterscheidenden Indizes der Wicklungsfaktoren:

$$h_{2\xi} = H_{21} \sin\left(\frac{2\pi}{T_2} t = \alpha\right) \sin\left(\frac{2\pi}{X}\xi\right),$$

wobei: $H_{21} = \frac{8\sqrt{2}}{10} \cdot \left(f'' \frac{\vartheta_2'' w''}{a''}\right) \cdot \frac{1}{\delta''} \cdot J_2$ Stator und Rotor verkettet.

Das ist aber die Gleichung eines sinusförmig verteilten, einfach pulsierenden Wechselfeldes, und ein solches läßt sich immer durch zwei gegenläufige Drehfelder halber Größe ersetzen. Das führt zu der Beziehung:

$$h_{2\xi} = h_{2\xi}' + h_{2\xi}'';$$

und setzt man noch: $H_{21}' = H_{21}'' = \frac{H_{21}}{2}$, so erhält man die Gleichungen der gegenläufigen Rotor-Drehfelder:

$$h_{2\xi}' = H_{21}' \cos\left(\frac{2\pi}{X}\xi - \frac{2\pi}{T_2} t + \alpha\right) \ldots\ldots \underrightarrow{v_{2r}'} = +\frac{X}{T_2}$$

$$h_{2\xi}'' = H_{21}'' \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{X}\xi + \frac{2\pi}{T_2} t - \alpha + \pi\right) \ldots \underleftarrow{v_{2r}''} = -\frac{X}{T_2}$$

Relativgeschwindigkeiten gegen die Rotorwicklung.

III. Gleichung der von einem Drehfeld einer Mehrlochwicklung induzierten EMK.

Die allgemeine Drehfeldgleichung lautet mit den in Abb. 3 eingetragenen Bezeichnungen unter Vernachlässigung der höheren Harmonischen

$$h_X = H \cos\left(\frac{2\pi}{X} x \mp \frac{2\pi}{T} t - \psi\right).$$

Dabei ist die Drehfeldgeschwindigkeit relativ zu dem gewählten Koordinatensystem, wenn wir den Umlaufsinn eines rechtsdrehenden Feldes wieder positiv rechnen:

$$\underrightarrow{\underleftarrow{v_r}} = \pm \frac{X}{T}.$$

Denkt man sich nun das Koordinatensystem jedesmal so gewählt, daß es relativ zur Wicklung, deren EMK berechnet werden soll, in Ruhe bleibt, so ist $v_r = \pm \frac{X}{T}$ auch die Relativgeschwindigkeit des Feldes gegenüber der Wicklung. Die Absolutgeschwindigkeit des Drehfeldes folgt dann bei einer Absolutgeschwindigkeit v_w der betrachteten Wicklung zu

$$v_a = v_r + v_w,$$

und die Drehfeldgleichung bezogen auf ein ruhendes, d. h. mit dem Stator fest verbundenes Koordinatensystem lautet:

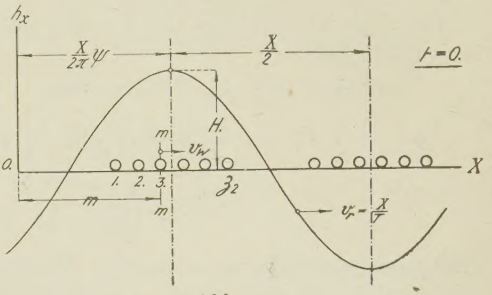


Abb. 3.

$$h_X = H \cos\left(\frac{2\pi}{X}(x - v_a \cdot t) - \psi\right).$$

Es sei nun $\overset{m}{|}\underset{m}{}$ die Symmetrieachse der betrachteten Wicklung, m die zugehörige Abszisse. Rechnet man dann ein Nordfeld $\mathfrak{N}$ als positiv, und elektromotorische Kräfte, welche relativ zur Zeichenebene von vorne nach hinten gerichtet sind, gleichfalls positiv, so ergibt sich unter Beachtung des schon festgesetzten Vorzeichens von v_r:

pro Leiter eine emk:

$$\mathfrak{e} = -h_X \cdot v_r \cdot L \cdot 10^{-8} \quad \ldots \text{ Volt}$$

Daher insgesamt für eine Mehrlochwicklung:

$$e = \sum_1^{\vartheta_2} (-h_X \cdot v_r \cdot L \cdot 10^{-8}) \cdot \mathfrak{w} \frac{2p}{a} \cdot 10^{-8}$$

$$= -H v_r \cdot L \, \mathfrak{w} \frac{2p}{a} \cdot 10^{-8} \cdot \sum_1^{\vartheta_2} \cos\left(\frac{2\pi}{X}(x - v_r t) - \psi\right).$$

Führt man dann die Substitution aus:

$$x = m + \xi,$$

so wird:

$$\sum_1^{\vartheta_2} \cos\left(\frac{2\pi}{X}(x - v_r t) - \psi\right) = \cos\left(\frac{2\pi}{X}(m - v_r t) - \psi\right) \cdot \sum_1^{\vartheta_2} \cos \frac{2\pi}{X} \xi;$$

und mit einer weiteren Substitution:

$$\sum_1^{\vartheta_2} \cos \frac{2\pi}{X} \xi = f \cdot \vartheta_2 \quad \ldots\ldots \quad f = \frac{\sin\left(\frac{\pi}{2} \frac{\vartheta_2}{\vartheta_1}\right)}{\vartheta_2 \cdot \sin\left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{1}{\vartheta_1}\right)} \quad \text{(Wicklungsfaktor!)}:$$

$$\sum_1^{\vartheta_2} \cos\left(\frac{2\pi}{X}(x - v_r t) - \psi\right) = f \cdot \vartheta_2 \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{X}(m - v_r t) - \psi\right).$$

Führt man endlich in die Ausgangsgleichung noch ein:

$$v_r = \pm \frac{X}{T} = \pm \frac{2R\pi}{p} \cdot \nu \quad \ldots \quad \nu = \frac{1}{T} = \text{Periodenzahl},$$

so gelangt man mit einfachen Umformungen zu dem Endresultat:

$$e = \pm 4\pi \cdot H \cdot \nu \cdot RL \left(f \frac{\lambda_2 w}{a} \right) \sin \left(\frac{2\pi}{X} (v_r t - m) + \psi - 90^0 \right) \cdot 10^{-8} \text{ Volt}$$

Dabei entspricht das positive Vorzeichen einem rechtsdrehenden ($\overrightarrow{v_r}$), das negative einem linksdrehenden Felde ($\overleftarrow{v_r}$) [beides natürlich „relativ zur Wicklung“ zu verstehen!]

IV. Bestimmung der räumlichen Lage zweier Drehfelder gleicher Geschwindigkeit.

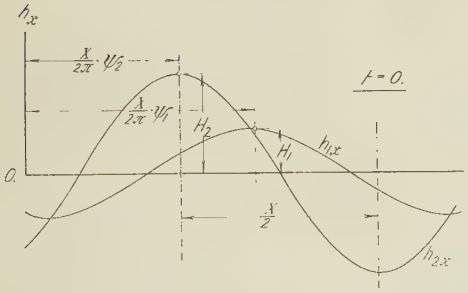


Abb. 4.

Liegen die Gleichungen zweier Drehfelder gleicher Geschwindigkeit und Umlaufsrichtung vor:

$$h_{1X} = H_1 \cdot \cos \left(\frac{2\pi}{X} x + \frac{2\pi}{T} t - \psi_1 \right)$$

und:

$$h_{2X} = H_2 \cos \left(\frac{2\pi}{X} x + \frac{2\pi}{T} t - \psi_2 \right),$$

so ist aus Abb. 4 abzulesen: H_1 eilt dem Felde H_2 um den Winkel $\pm (\psi_1 - \psi_2)$ (in elektrischen Graden gemessen) voraus, wobei das $+$-Zeichen einer Rechtsdrehung, das $-$-Zeichen einer Linksdrehung der Felder zugeordnet ist.

B. Die Spannungsdiagramme der einachsigen Schaltung.

Nachdem nunmehr die fundamentalsten Vorfragen erledigt sind, können wir uns der Bearbeitung unseres eigentlichen Themas zuwenden, an deren Spitze am besten die Ableitung der Spannungsdiagramme gestellt wird. Ein allgemeiner Überschlag wird uns über den Charakter der in Betracht kommenden elektrischen Größen orientieren.

Die Statorwicklung wird mit Drehstrom von ν_1 Perioden beschickt und erzeugt demgemäß ein mit der synchronen Tourenzahl $n_1 = \frac{\nu_1 \cdot 60}{p}$ rotierendes und mit dem Anker verkettetes Drehfeld H_{12}. Wäre die Belastung unsymmetrisch, so würde außerdem noch ein gegenläufiges Drehfeld gleicher Tourenzahl ausgebildet, ein Fall, wie er tatsächlich bei Stillstand vorliegt. Da dieser aber nicht weiter interessiert, soll er hier vollkommen ausgeschaltet, und nur der Motor bei Lauf untersucht werden. Rotiert

also der Anker entsprechend seiner Tourenzahl n_2 mit einer Schlüpfung $s = \frac{n_1 - n_2}{n_1}$, so wird ihm durch das primäre Statorfeld ein Wechselstrom von der Periodenzahl $\nu_2 = \nu_1 \cdot s$ induziert, welcher zu zwei gegenläufigen Drehfeldern H_{21}' und H_{21}'' Veranlassung gibt. Beide rotieren relativ zum Rotor mit der Geschwindigkeit $\frac{X}{T_2} = \frac{X}{T_1} \cdot s$, absolut genommen aber, also gegenüber der Statorwicklung mit anderen Geschwindigkeiten: H_{21}' besitzt nämlich $v_{a2}' = [\text{Rotorumfangsgeschwindigkeit} + \text{Drehfeldrelativgeschwindigkeit}] = \frac{X}{T_1}$, ist also mit dem primären Statorfelde synchron und verkettet; dagegen stellt sich für H_{21}'' heraus: $v_{a2}'' = [\text{Rotorumfangsgeschwindigkeit} - \text{Drehfeldrelativgeschwindigkeit}] = \frac{X}{T_1}(1 - 2s)$.

H_{21}'' muß also dem Stator einen Sekundärstrom J_3 von $\nu_3 = |\nu_1 (1 - 2s)|$ Perioden aufdrücken, der seinerseits durch das von ihm erzeugte Drehfeld H_{32} [mit $v_3 = \frac{X}{T_1}(1 - 2s)$] eine zweite Verkettung zwischen Rotor und Stator herstellt.

Als vorläufiges Ergebnis ist daher festzuhalten: der Stator führt 2 Ströme verschiedener Periodenzahl, welche miteinander in Interferenz treten. Dem entsprechen 2 Vektordiagramme verschiedener Winkelgeschwindigkeit, welche für sich im Gleichgewicht stehen müssen und daher unabhängig voneinander zu behandeln sind. Nur bei Stillstand — bei Synchronismus ist nämlich $J_3 = 0$ — sind J_1 und J_3 Ströme gleicher Periode, so daß sich die beiden Statordiagramme zu einem einzigen Diagramm, aber mit unsymmetrischer Belastung der drei Phasen vereinigen. Daher gelten alle in der Folge abzuleitenden Schlüsse nur bis zu einem Punkte kurz vor Stillstand des Motors, was praktisch soviel heißt als: das Stehenbleiben der überlasteten Maschine erfolgt unter ziemlich großen Schwankungen der elektrischen Größen: Übergang der Interferenz- oder Schwebungserscheinungen in Synchronismus.

I. Das sekundäre Statordiagramm für $\nu_3 = |\nu_1 (1 - 2s)|$ Perioden.

Für dieses Diagramm kommt nur die Verkettung zwischen Stator und Rotor durch die Felder H_{21}'' und H_{32} in Betracht. Die Bewegung dieser Felder gegen die Ständerwicklung erfolgt mit der Geschwindigkeit $v_3 = \frac{X}{T_1}(1 - 2s)$, ist also für $s < 0{,}5$ positiv, für $s > 0{,}5$ negativ gerichtet. Der Stator sendet einen Strom von $\nu_3 = |\nu_1 [1 - 2s]|$ Perioden in die Fernleitung, welcher zur Überwindung des Ohmschen Widerstandes und der Selbstinduktion des bestrichenen Netzes eine sekundäre Statorklemmenspannung A_3 gleicher Frequenz erfordert.

Je nach der Größe der Schlüpfung sind die Gleichungen des sekundären Statorstromes nach einer der folgenden Formen anzunehmen:

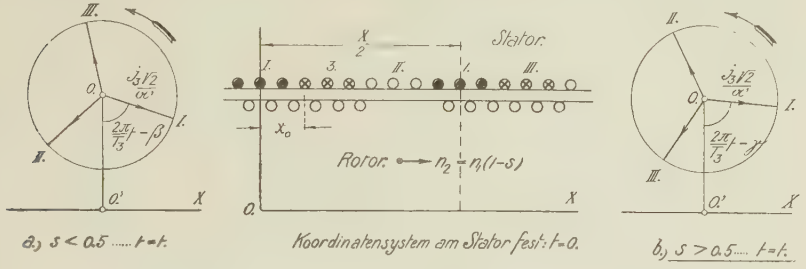


Abb. 5.

a) $s < 0{,}5$	b) $s > 0{,}5$
$i_I''' = \frac{J_3\sqrt{2}}{a'} \sin\left(\frac{2\pi}{T_3} t - \beta\right) \ldots\ldots$	$i_I''' = \frac{J_3\sqrt{2}}{a'} \sin\left(\frac{2\pi}{T_3} t - \gamma\right) \ldots\ldots$
$T_3 = \frac{1}{\nu_3} = \frac{T_1}{1 - 2s}$	$T_3 = \frac{1}{\nu_3} = \frac{T_1}{2s - 1}$
$i_{II}''' = \frac{J_3\sqrt{2}}{a'} \sin\left(\frac{2\pi}{T_3} t - \beta - \frac{2\pi}{3}\right)$	$i_{II}''' = \frac{J_3\sqrt{2}}{a'} \sin\left(\frac{2\pi}{T_3} t - \gamma + \frac{2\pi}{3}\right)$
$i_{III}''' = \frac{J_3\sqrt{2}}{a'} \sin\left(\frac{2\pi}{T_3} t - \beta - \frac{4\pi}{3}\right)$	$i_{III}''' = \frac{J_3\sqrt{2}}{a'} \sin\left(\frac{2\pi}{T_3} t - \gamma + \frac{4\pi}{3}\right)$

Dazu liefert A 1. der vorliegenden Arbeit die Gleichungen der Statorfelder:

$h_{3X} = H_{32} \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{X} x - \frac{2\pi}{T_3} t + \beta\right) \ldots\ldots \rightarrow$	$h_{3X} = H_{32} \cos\left(\frac{2\pi}{X} x + \frac{2\pi}{T_3} t - \gamma + \pi\right)$
$v_3 = + \frac{X}{1 - 2s}$	$\ldots v_3 = - \frac{X}{2s - 1}$,

wobei $H_{32} = \frac{12\sqrt{2}}{10} \cdot \left(f' \frac{\lambda_2' w'}{a'}\right) \cdot \frac{1}{\delta''} \cdot J_3$

Ebenso folgt nach A II. und den in Abb. 5 eingetragenen Bezeichnungen die Gleichung des einen Rotordrehfeldes bezogen auf den ruhenden Ständer:

$h_{2X}'' = H_{21}'' \cos\left(\frac{2\pi}{X}(x - x_0) - \frac{2\pi}{T_3} t - \alpha + \pi\right) \ldots v_3 = \frac{X}{1 - 2s}$	$h_{2X}'' = H_{21}'' \cos\left(\frac{2\pi}{X}(x - x_0) + \frac{2\pi}{T_3} t - \alpha + \pi\right) \ldots v_3 = - \frac{X}{2s - 1}$,

wenn: $H_{21}'' = \frac{4\sqrt{2}}{10} \left(f'' \frac{\lambda_2'' w''}{a''}\right) \cdot \frac{1}{\delta''} \cdot J_2$

und für den Rotorstrom wie früher: $i'' = \frac{J_2\sqrt{2}}{a''} \sin\left(\frac{2\pi}{T_2} t - \alpha\right)$ gesetzt wird.

Weiterhin gibt AIV. auch über die räumliche Lage beider Felder Aufschluß:

H_{21}'' eilt H_{32} um den Winkel (in elektrischen Graden gemessen) $\frac{2\pi}{X}x_0+\alpha+\beta+\pi$ vor.	H_{32} eilt H_{21}'' um den Winkel $\frac{2\pi}{X}x_0+\alpha-\gamma$ vor.

Daraus erhält man endlich nach AIII. auch die Gleichungen der induzierten EMKe für Phase I $(m=o)$ und zwar:

1. herrührend von H_{32}

$$e_{33}=4\pi\cdot H_{32}\,\nu_1\cdot RL\left(f'\frac{\mathfrak{d}_2'\,\mathfrak{w}'}{\mathfrak{a}'}\right)\times \sin\left(\left[\frac{2\pi}{T_3}t-\beta\right]-90^0\right)(1-2s)\cdot 10^{-8} \quad \left|\quad e_{33}=4\pi\cdot H_{32}\,\nu_1\,R\cdot L\left(f'\frac{\mathfrak{d}_2'\,\mathfrak{w}'}{\mathfrak{a}'}\right)\times \sin\left(\left[\frac{2\pi}{T_3}t-\gamma\right]-90^0\right)\cdot(2s-1)\cdot 10^{-8},\right.$$

2. herrührend von H_{21}''

$$e_{23}=4\pi\cdot H_{21}''\cdot\nu_1\cdot RL\left(f'\frac{\mathfrak{d}_2'\,\mathfrak{w}'}{\mathfrak{a}'}\right)\sin\left(\left[\frac{2\pi}{T_3}t-\beta\right]+\left[\frac{2\pi}{X}x_0+\alpha+\beta+90^0\right]\right)(1-2s)\cdot 10^{-8} \quad \left|\quad e_{23}=4\pi\cdot H_{21}''\cdot\nu_1\cdot RL\left(f'\frac{\mathfrak{d}_2'\,\mathfrak{w}'}{\mathfrak{a}'}\right)\sin\left(\left[\frac{2\pi}{T_3}t-\gamma\right]-\left[\frac{2\pi}{X}x_0+\alpha-\gamma+90^0\right]\right)(2s-1)\cdot 10^{-8}.\right.$$

Zu diesen zwei Spannungen gesellt sich noch

3. die Streuspannung $e_{3\sigma}$

und 4. der Ohmsche Spannungsabfall e_{3R},

die sich in bekannter Weise ausdrücken lassen. Damit haben wir alle Daten zur Konstruktion des sekundären Statordiagrammes in der Hand; denn da nur der Fall der symmetrischen Belastung berücksichtigt werden sollte, sind die Spannungsdiagramme für die anderen Phasen dem für Phase I kongruent, und nur um 120° bezw. 240° dagegen verdreht. So entstanden die Figuren 6a und 6b, in welchen die Vektoren $(\dot{J}_3)_I$ und $\dot{H}_{32}$ aus Zweckmäßigkeitsrücksichten, aber an sich willkürlich, in gleicher Richtung aufgetragen wurden. Bezeichnen jetzt die Vektoren $\dot{E}_i$ die Effektivwerte der Spannungen, wie sie für $\nu_3=\nu_1$-Perioden auftreten würden, so lautet die Vektorgleichung des Diagramms:

a) für $s>0{,}5$: $\dot{E}_{23}(1-2s)+\dot{E}_{33}(1-2s)+\dot{E}_{3\sigma}(1-2s)+\dot{E}_{3R}=\dot{A}_3$
b) für $s>0{,}5$: $\dot{E}_{23}(2s-1)+\dot{E}_{33}(2s-1)+\dot{E}_{3\sigma}(2s-1)+\dot{E}_{3R}=\dot{A}_3$ 1.

Endlich könnte man noch die beiden Felder $\dot{H}_{32}$ und $\dot{H}_{21}''$ zu einem resultierenden Drehfeld $\dot{H}_{3g}=\dot{H}_{32}+\dot{H}_{21}''$ zusammenfassen, welchem alsdann die Spannung $\dot{E}_{3g}=\dot{E}_{23}+\dot{E}_{33}$ um 90° nacheilt. Doch läßt sich durch diese Formulierung bei Vernachlässigung der Eisenverluste keine Vereinfachung erzielen, weshalb bei den noch zu behandelnden Stator- und Rotordiagrammen darauf verzichtet wurde. Dagegen sollen der größeren Übersichtlichtkeit wegen schon hier die Reaktanzen des Induktionsmotors eingeführt werden, die sich aus den Gleichungen für die Momentanwerte

der elektromotorischen Kräfte und die Maximalwerte der einzelnen Felder ohne weiteres berechnen lassen. Beziehen wir auch die Reaktanzen wie die EMKe auf ν_1-Perioden, so können wir nun einfacher schreiben:

Winkelgeschwindigkeit: $\frac{2\pi}{T_3} = \frac{2\pi}{T_1}(1 - 2s)$

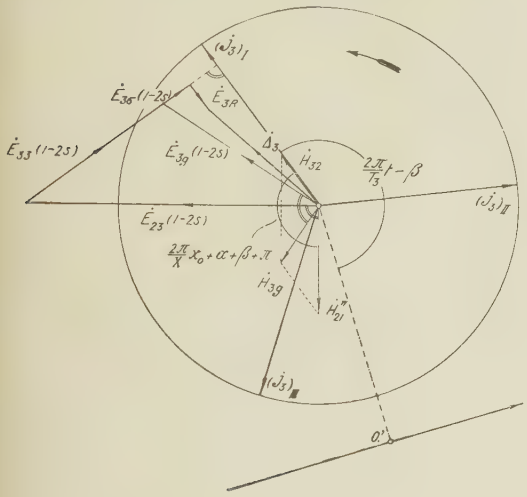


Abb. 6a ... $s < 0{,}5$. $<$ bedeutet 90^0.

Winkelgeschwindigkeit: $\frac{2\pi}{T_3} - \frac{2\pi}{T_1}(2s-1)$

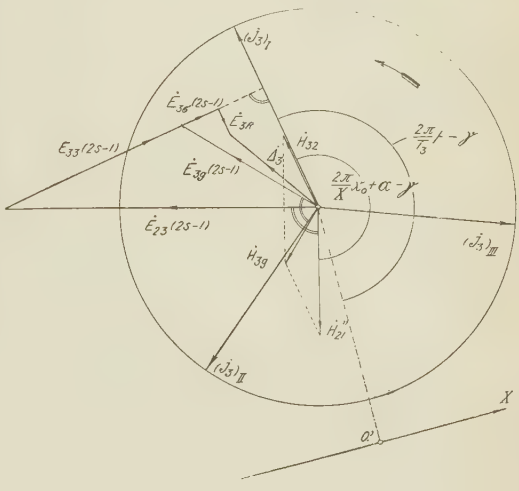


Abb 6b ... $s > 0{,}5$.

$$E_{33} = K_{11} \cdot J_3 \;..\; K_{11} = \frac{48\pi}{10} \cdot \nu_1 \cdot \frac{RL}{\delta''} \cdot w_1^2 \cdot 10^{-8} \text{ wenn: } w_1 = f' \frac{\delta_2' \mathfrak{w}'}{\mathfrak{a}'}$$

$$E_{3\sigma} = K_{1\sigma} \cdot J_3 \;..\; K_{1\sigma} = K_{11} \cdot \sigma_1 \;..\; \sigma_1 = \text{primärer Streuungskoeffizient}$$

$$E_{33} + E_{3\sigma} = E_3 = K_1 \cdot J_3 \;..\; K_1 = K_{11}(1+\sigma_1)$$

$$E_{23} = K_{21} \cdot J_2 \;..\; K_{21} = \frac{16\pi}{10} \cdot \nu_1 \cdot \frac{RL}{\delta''} \cdot w_1 \cdot w_2 \cdot 10^{-8} \text{ wenn } w_2 = f'' \frac{\delta_2'' \mathfrak{w}''}{\mathfrak{a}''}$$

$$E_{3R} = r_1 \cdot J_3 \;..\; r_1 = \text{Ohmscher Widerstand einer Statorphase.}$$

II. Das Rotordiagramm für $\nu_2 = \nu_1 \cdot s$ Perioden.

Der Rotor ist mit dem Stator durch 2 Paare von je zwei synchronrotierenden Drehfeldern verkettet. H_{12} und H_{21}' wandern relativ zum Rotor mit der Geschwindigkeit $\underset{\gg}{v_r'} = +\frac{X}{T_2} = +\frac{X}{T_1} \cdot s$; H_{32} und H_{21}'' mit der Relativgeschwindigkeit $\underset{\ll}{v_r''} = -\frac{X}{T_2} = -\frac{X}{T_1} \cdot s$. Nehmen wir nun den Rotorstrom wie früher an:

$$i'' = \frac{J_2\sqrt{2}}{\mathfrak{a}''} \sin\left(\frac{2\pi}{T_2}t - \alpha\right),$$

und stellen die Gleichungen der oben erwähnten Felder relativ zur Ankerwicklung auf:

$$h_{2X} = h_{2X'} + h_{2X''}, \text{ wobei}$$

$$h_{2X'} = H_{21'} \cos\left(\frac{2\pi}{X}(x - x_0) - \frac{2\pi}{T_2}t + \alpha\right),$$

$$h_{2X''} = H_{21''} \cos\left(\frac{2\pi}{X}(x - x_0) + \frac{2\pi}{T_2}t - \alpha + \pi\right),$$

$$h_{1X} = H_{12} \cos\left(\frac{2\pi}{X}x - \frac{2\pi}{T_2}t\right),$$

ferner: und:

a) ***für*** $s < 0{,}5$: $h_{3X} = H_{32} \cos\left(\frac{2\pi}{X}x + \frac{2\pi}{T_2}t + \beta\right)$,

b) ***für*** $s > 0{,}5$: $h_{3X} = H_{32} \cos\left(\frac{2\pi}{X}x + \frac{2\pi}{T_2}t - \gamma + \pi\right)$.

Dann ergibt sich wie bei dem schon behandelten Diagramm die räumliche Lage der zusammengehörigen Drehfelder:

H_{12} eilt dem Feld $H_{21'}$ um einen Winkel $\alpha - \frac{2\pi}{X}x_0$ (in elektrischen Graden) vor, während bezüglich H_{32} und $H_{21'}$ wieder 2 Fälle zu unterscheiden sind:

a) ... H_{32} eilt dem Feld $H_{21''}$ um den Winkel $\frac{2\pi}{X}x_0 + \alpha + \beta + \pi$ vor.

b) ... H_{32} eilt dem Feld $H_{21''}$ um den Winkel $\frac{2\pi}{X}x_0 + \alpha - \gamma$ vor.

Jetzt lassen sich auch für die in der Rotorwicklung wirksamen elektromotorischen Kräfte ohne weiteres Ausdrücke ableiten, die ebenfalls sogleich durch Einführung der Reaktanzen vereinfacht werden sollen. Wir ordnen nach den induzierenden Feldern und erhalten:

1) $H_{21'}$ ..... $e_{22'} = 4\pi \cdot H_{21'} \cdot \nu_1 \cdot RL \cdot \left(f'' \frac{\delta_2'' \mathfrak{w}''}{\mathfrak{a}''}\right) \sin\left[\left(\frac{2\pi}{T_2}t - \alpha\right) - 90^0\right] \cdot s \cdot 10^{-8}$,

$H_{21''}$ ..... $e_{22''} = e_{22'}$,

H_{21} ..... $e_{22} = e_{22'} + e_{22''} = 4\pi \cdot H_{21} \cdot \nu_1 \cdot RL \cdot \left(f'' \frac{\delta_2'' \mathfrak{w}''}{\mathfrak{a}''}\right) \times \sin\left[\left(\frac{2\pi}{T_2}t - \alpha\right) - 90^0\right] \cdot s \cdot 10^{-8}$;

2) H_{12} ..... $e_{12} = 4\pi \cdot H_{12} \cdot \nu_1 \cdot RL \cdot \left(f'' \frac{\delta_2'' \mathfrak{w}''}{\mathfrak{a}''}\right) \times \sin\left[\left(\frac{2\pi}{T_2}t - \alpha\right) + \left(\alpha - \frac{2\pi}{X}x_0 - 90^0\right)\right] \cdot s \cdot 10^{-8}$;

3) H_{32} ..... a) $s < 0{,}5$: $e_{32} = 4\pi \cdot H_{32} \cdot \nu_1 \cdot RL\left(f'' \frac{\delta_2'' \mathfrak{w}''}{\mathfrak{a}''}\right) \times \sin\left[\left(\frac{2\pi}{T_2}t - \alpha\right) + \left(\frac{2\pi}{X}x_0 + \alpha + \beta + 90^0\right)\right] \cdot s \cdot 10^{-8}$,

b) $s > 0{,}5 : e_{32} = 4\pi \cdot H_{32} \cdot \nu_1 \cdot RL\left(\frac{f'' \lambda_2'' \mathfrak{w}''}{\mathfrak{a}''}\right) \times$

$$\sin\left[\left(\frac{2\pi}{T_2} t - a\right) + \left(\frac{2\pi}{X} x_0 + a - \gamma - 90^0\right)\right] \cdot s \cdot 10^{-8};$$

4) Streuspannung: $e_{2\sigma} = e_{22} \cdot \sigma_2$ ..... σ_2 = sekundärer Streuungskoeffizient;

5) Ohmscher Spannungsabfall: $e_{2R} = i'' \cdot r_2$ ..... r_2 = Ohmscher Widerstand der Rotorwicklung + eingeschalteter Rotorwiderstand;

oder, wenn wir mit Benützung der Reaktanzen zu den Effektivwerten bezogen auf ν_1 Perioden übergehen:

1) $E_{22} = K_{22} \cdot J_2$ ..... $K_{22} = \frac{32\pi}{10} \cdot \nu_1 \cdot \frac{RL}{\delta''} w_2^2 \cdot 10^{-8}$,

wenn $w_2 = \frac{f'' \lambda_2'' \mathfrak{w}''}{\mathfrak{a}''}$;

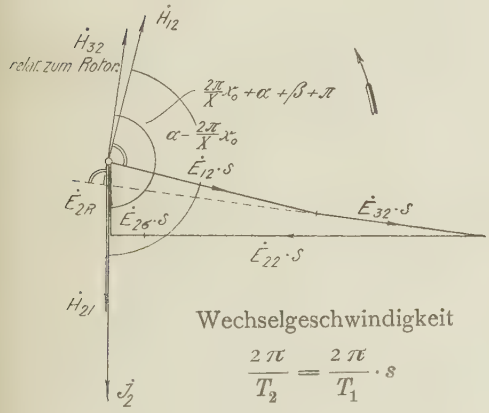
2) $E_{2\sigma} = K_{2\sigma} \cdot J_2$ ..... $K_{2\sigma} = K_{22} \cdot \sigma_2$,

$E_2 = E_{22} + E_{2\sigma} = K_2 \cdot J_2$ .... $K_2 = K_{22}(1 + \sigma_2)$;

3) $E_{32} = K_{12} \cdot J_3$ ..... $K_{12} = \frac{48\pi}{10} \cdot \nu_1 \cdot \frac{RL}{\delta''} w_1^2 \cdot 10^{-8}$;

4) $E_{12} = K_{12} \cdot J_1$;

5) $E_{2R} = r_2 \cdot J_2$.

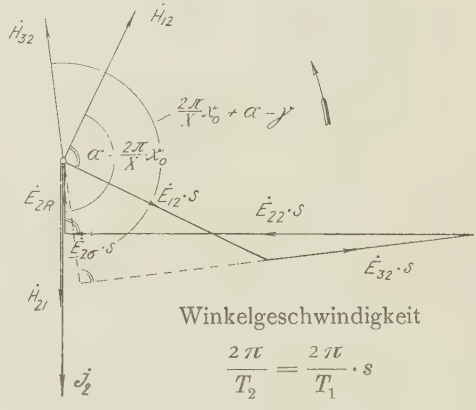


Wechselgeschwindigkeit

$$\frac{2\pi}{T_2} = \frac{2\pi}{T_1} \cdot s$$

$s < 0{,}5$

Abb. 7 a.



Winkelgeschwindigkeit

$$\frac{2\pi}{T_2} = \frac{2\pi}{T_1} \cdot s$$

$s > 0{,}5$

Abb. 7 b.

Somit besitzen wir die Kenntnis aller Beziehungen, die zu Konstruktion des Rotordiagrammes erforderlich sind, und der Entwurf der Abbildungen 17 u. 18 macht keinerlei Schwierigkeiten mehr. Die Gleichung des Spannungspolygones folgt daraus für $s < 0{,}5$ wie für $s > 0{,}5$ gleichlautend:

$$\dot{E}_{12} \cdot s + \dot{E}_{32} \cdot s + \dot{E}_2 \cdot s + \dot{E}_{2R} = 0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 2)$$

III. Das primäre Statordiagramm für ν_1 Perioden.

Dieses Diagramm ist in nichts von dem Statordiagramm des normal geschalteten Drehstrom-Asynchrommotors verschieden, so daß wir uns wohl auf die Mitteilung der Resultate beschränken können. Wir kennen bereits die Gleichungen der hier in Betracht kommenden Felder H_{12} und H_{21}', welche synchron mit der Absolutgeschwindigkeit $\underrightarrow{v_1} = + \frac{X}{T_1}$ rotieren:

$$h_{1X} = H_{12} \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{X} x - \frac{2\pi}{T_1} t\right)$$

$$h_{2X'} = H_{21}' \cos\left(\frac{2\pi}{X}(x - x_0) - \frac{2\pi}{T_1} t + \alpha\right)$$

Man sieht daraus sofort, daß H_{12} dem Rotorfelde H_{21}' um einen Winkel $\alpha - \frac{2\pi}{X} x_0$ (in elektrischen Graden) vorauseilt, eine Beziehung, die natürlich auch für die von diesen Feldern der Statorwicklung induzierten elektromotorischen Kräfte erhalten bleibt. Diese liefern also die Gleichungen (z. B. für Phase I.):

Winkelgeschwindigkeit $\frac{2\pi}{T_1}$.

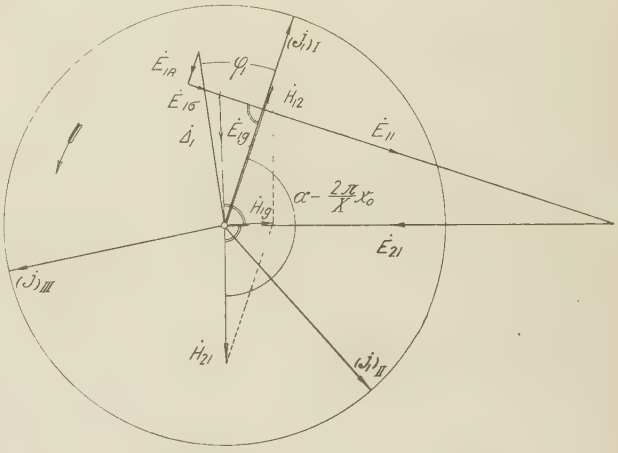


Abb. 8.

1) $H_{21}' \ldots\ldots e_{21} = 4\pi \cdot H_{21}' \cdot \nu_1 \cdot RL \cdot \left(f' \frac{\vartheta_2' w'}{a'}\right) \sin\left[\frac{2\pi}{T_1} t - \left(\alpha - \frac{2\pi}{X} x_0 - 90^0\right)\right] \cdot 10^{-8}$

$\ldots\ldots E_{21} = K_{21} \cdot J_2;$

2) $H_{12} \ldots\ldots e_{11} = 4\pi \cdot H_{12} \cdot \nu_1 \cdot RL \cdot \left(f' \frac{\vartheta_2' w'}{a'}\right) \sin\left(\frac{2\pi}{T_1} t - 90^0\right) \cdot 10^{-8}$

$\ldots\ldots E_{11} = K_{11} \cdot J_1 \ldots K_{11} = \frac{48\pi}{10} \cdot \nu_1 \cdot \frac{RL}{\delta''} w_1^2 \cdot 10^{-8};$

3) Streufeld $\ldots e_{10} = e_{11} \cdot \sigma_1$

$\ldots\ldots E_{1\sigma} = K_{1\sigma} \cdot J_1 \ldots K_{1\sigma} = K_{11} \cdot \sigma_1;$

also vom Gesamt-Statorfeld: $e_1 = e_{11}(1 + \sigma_1)$

$\ldots\ldots E_1 = K_1 \cdot J_1 \ldots K_1 = K_{11}(1 + \sigma_1);$

4) Ohmscher Spannungsabfall: $e_{1R} = i' \cdot r_1$

$$\ldots\ldots E_{1R} = r_1 \cdot J_1.$$

Die Gesamtheit dieser Beziehungen spricht die Gleichung des primären Statordiagrammes (vergl. Abb. 8) aus:

$$\dot{J}_1 + \dot{E}_{1R} + \dot{E}_1 + \dot{E}_{21} = 0 \quad \ldots\ldots\ldots \quad 3)$$

IV. Die Vereinigung der drei Diagramme.

Die abgeleiteten Gesetzmäßigkeiten lassen sich am leichtesten überblicken, wenn man die drei Spannungspolygone in einem einzigen Diagramm vereinigt, wie es die Abb. 9 a und 9 b zeigen. Nur darf man nicht übersehen, daß diesen Kombinationen ein physikalischer Sinn nicht zugrunde liegt. Sie ergeben vielmehr nur einfache geometrische Beziehungen, und die aus ihnen abzuleitenden Vektorgleichungen stellen daher auch nur Beziehungen zwischen geometrischen und nicht eigentlich zwischen elektrischen Größen dar. Denn von einem Drehsinn des kombinierten Diagrammes kann nicht mehr gesprochen werden, nachdem allen drei Einzeldiagrammen eine verschiedene Winkelgeschwindigkeit zukommt. Im übrigen tritt jetzt deutlich hervor, daß die gelegentlich durchgeführte Unterscheidung der zwei Möglichkeiten $s < 0{,}5$ und $s > 0{,}5$ notwendig war.

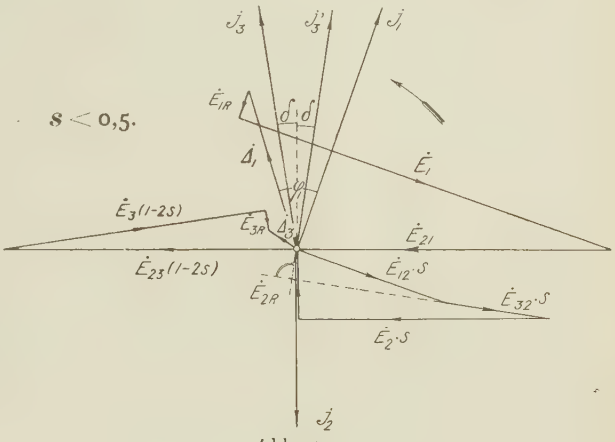


Abb. 9 a.

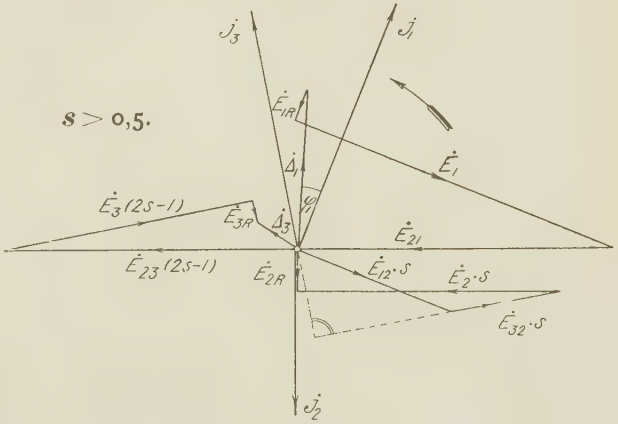


Abb. 9 b.

Für $s < 0{,}5$ steht nämlich der Vektor $\dot{E}_{32}$ nicht auf $\dot{J}_3$ sondern auf einem neuen Stromvektor $\dot{J}_3'$ senkrecht, der bezogen auf $\dot{J}_2$ als Symmetrieachse zu $\dot{J}_3$ symmetrisch gelegen ist.[1])

1) Allerdings wäre die Einführung des Vektors $\dot{J}_3'$ zu umgehen gewesen, wenn man für den Fall $s < 0{,}5$ dem sekundären Statordiagramm den entgegengesetzten Drehsinn erteilt hätte. Doch dürfte der eingeschlagene Weg die Verhältnisse klarer zur Darstellung bringen.

Sonst bietet die Vereinigung der Diagramme nichts Neues, und es erübrigt nur noch die analytische Formulierung der geometrischen Relationen. Zu diesem Zwecke bedienen wir uns eines Symboles „j", das, mit einem Vektor $\dot{\mathfrak{A}}$ multipliziert, einen neuen Vektor $j\dot{\mathfrak{A}}$ gleicher Größe kennzeichnet, der dem ursprünglichen Vektor $\dot{\mathfrak{A}}$ um 90^0 nacheilt; umgekehrt bedeutet dann $-j\dot{\mathfrak{A}}$ einen Vektor gleicher Größe wie $\dot{\mathfrak{A}}$, welcher diesem um 90^0 (entgegengesetzt dem Uhrzeigersinne) voreilt. Es läßt sich beweisen, daß man dem Symbol „j" die Bedeutung $\sqrt{-1}$ beilegen und mit ihm dieselben Rechenoperationen vornehmen kann wie mit imaginären bezw. komplexen Größen. Dieses vorausgeschickt, lassen sich die Gleichungen 1, 2 und 3 leicht in folgende Ansätze überführen, die wir als „Grundgleichungen" des Problemes festhalten wollen.[1])

a) $s < 0{,}5$.

$$\dot{J}_3\left(\frac{r_1}{1-2s} - jK_1\right) - jK_{21}\dot{J}_2 + \frac{\dot{\Delta}_3}{1-2s} = 0 \quad \ldots\ldots \quad \text{I}$$

$$\frac{\dot{\Delta}_3}{1-2s} = \dot{J}_3\left(\frac{R_N}{1-2s} - jK_N\right) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad \text{Ia,}$$

wenn R_N den Ohmschen Widerstand und K_N die Reaktanz für ν_1 Perioden des von J_3 außerhalb des Stators bestrichenen Stromkreises bezeichnet.

$$\dot{J}_2\left(\frac{r_2}{s} - jK_2\right) - jK_{12}\dot{J}_3' - jK_{12}\dot{J}_1 = 0 \quad \ldots\ldots\ldots \quad \text{II}$$

$$\dot{J}_1(r_1 - jK_1) - jK_{21}\dot{J}_2 = \dot{\Delta}_1 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad \text{III}$$

b) $s > 0{,}5$.

$$\dot{J}_3\left(\frac{r_1}{2s-1} - jK_1\right) - jK_{21}\dot{J}_2 + \frac{\dot{\Delta}_3}{2s-1} = 0 \quad \ldots\ldots \quad \text{I}'$$

$$\frac{\dot{\Delta}_3}{2s-1} = \dot{J}_3\left(\frac{R_N}{2s-1} - jK_N\right) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad \text{Ia}'$$

$$\dot{J}_2\left(\frac{r_2}{s} - jK_2\right) - jK_{12}\dot{J}_3 - jK_{12}\dot{J}_1 = 0 \quad \ldots\ldots\ldots \quad \text{II}'$$

$$\dot{J}_1(r_1 - jK_1) - jK_{21}\dot{J}_2 = \dot{\Delta}_1 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad \text{III}'$$

Es darf nicht unerwähnt bleiben, daß sich allein mittels dieser Diagramme die einachsige Schaltung bereits vollständig graphisch behandeln ließe. Man brauchte nur das sekundäre Statordiagramm für eine angenommene Schlüpfung in einem zunächst noch unbestimmt gelassenen Maßstabe zeichnen; und dann das Rotor- sowie das primäre Statordiagramm in demselben Maßstab entwerfen; so erhielte man schließlich

1) Diese Methode, Vektordiagramme ohne Zugrundelegung irgend eines Koordinatensystemes analytisch zu fassen, verwendet Prof. Ossanna wie in seinen Vorlesungen an der Münchener Hochschule so auch in dem jüngst erschienenen Taschenbuche: „Starkstromtechnik", herausgegeben von Rziha und Seidener. (Berlin 1909, Verlag von Wilhelm Ernst und Sohn.)

einen Vektor $\dot{\Delta}_1$, der für den vornehmlich interessierenden Fall $\dot{\Delta}_1 = \text{const}$ nachträglich den Maßstab zu bestimmen gestattet. Es ließen sich in dieser Darstellung sogar ohne besondere Komplikationen auch die Eisenverluste berücksichtigen, was für die analytische Behandlung zwar prinzipiell nicht schwierig, aber doch außerordentlich zeitraubend und mühsam wäre. Gleichwohl besitzt das analytisch-graphische Verfahren vor der rein graphischen Methode so viele schwerwiegende Vorteile, daß hier des weiteren ausschließlich von ihm Gebrauch gemacht werden soll.

C. Analytisch-Graphische Behandlung.

Der vorliegende Abschnitt ist naturgemäß der wichtigste und daher auch umfangreichste der ganzen Untersuchung; denn ihm ist es vorbehalten, die Beziehungen zwischen den maßgebenden Größen in ihrer gegenseitigen Abhängigkeit aufzuklären. Wie schon der Titel besagt, wird die Behandlung neben den analytischen Ableitungen auch von der graphischen Darstellung ausgiebigen Gebrauch machen. Dieses Hilfsmittels können wir nämlich um so weniger entraten, als die Analyse der Erscheinungen von Geraden und Kegelschnitten sehr bald auf Kurven höherer Ordnung hinüberleitet; und das ist ein Gebiet, dessen rechnerische Behandlung dem Ingenieur so vollkommen ferne liegt, daß überhaupt nur noch die Diagrammkonstruktion das Feld behauptet. Sie soll denn auch von Anfang an stets zur Illustration der Rechnung herangezogen werden, und zwar hauptsächlich in Anwendung auf eine ausgeführte Maschine als konkretes Beispiel. Bei dieser Gelegenheit werden wir auch die Hauptdaten des fraglichen Motors erfahren, den mir Herr Professor Ossanna im elektrotechnischen Laboratorium der Münchener Hochschule für experimentelle Untersuchungen freundlichst zur Verfügung stellte.

I. Die Abhängigkeit der Ströme untereinander und von der primären Statorspannung.

Die Grundgleichungen des Motors sind bereits bekannt. Während aber bisher die zwei Fälle: $s < 0{,}5$ und $s > 0{,}5$ getrennt untersucht wurden, wollen wir jetzt zu einer einheitlichen Behandlung des Problemes übergehen. Darum sei vorausgeschickt, was sich im weiteren Verlauf der Rechnung von selbst ergibt. Alle Resultate, die im folgenden für den Fall $s < 0{,}5$ abgeleitet werden, gelten ohne weiteres auch für $s > 0{,}5$, wenn nur beachtet wird, daß $1 - 2s$ jetzt negativ ausfällt und $\dot{J}_3'$ durch $\dot{J}_3$ zu ersetzen ist; tritt dagegen in Gleichungen, die für $s < 0{,}5$ abgeleitet werden, der Vektor $\dot{J}_3$ auf, so scheiden sie für den Fall $s > 0{,}5$ überhaupt aus.

Was speziell die

Abhängigkeit der Ströme untereinander

betrifft, so brauchen wir unser Programm nicht gar zu weit zu fassen. Das Ziel aller Ableitungen ist ja doch in letzter Linie immer die Beherrschung

der Leistungsverhältnisse unter der Annahme konstanter Netzspannung, und was diesem Endzweck nicht dient, kann unbedenklich beiseite gelassen werden. Das entspricht nicht der Vermeidung von Schwierigkeiten, die gerade hier geringer sind wie anderwärts, sondern dem Überbordwerfen von Ballast, um rascher in die Höhe zu steigen. Unter diesem Gesichtspunkte reduziert sich die Anzahl der zu lösenden Aufgaben auf zwei: die Erforschung der Abhängigkeit des Rotorstromes $\dot{J}_2$ und des Statorstromes $\dot{J}_1$ von der Schlüpfung, wenn der Vektor des sekundären Statorstromes $\dot{J}_3'$ seine Größe und Richtung beibehält.

Die erste dieser Fragen ist mit der Grundgleichung I schon so gut wie gelöst; wir hatten abgeleitet:

$$\dot{J}_3\left(\frac{r_1}{1-2s}-jK_1\right)-jK_{21}\dot{J}_2+\dot{\Delta}_3\frac{1}{1-2s}=0 \quad \ldots\ldots\ldots \text{ I} \quad \text{und}$$

$$\dot{J}_3\left(\frac{R_N}{1-2s}-jK_N\right)=\dot{\Delta}_3\cdot\frac{1}{1-2s} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \text{ Ia}$$

Führt man nun vereinfachte Bezeichnungen ein:

$$r_3=r_1+R_N;\quad K_3=K_1+K_N,$$

so erhält man nach wenigen Umformungen:

$$\dot{J}_2=-\dot{J}_3\frac{1}{K_{21}}\left(K_3+j\frac{r_3}{1-2s}\right),$$

und da $\dot{J}_2$ die Symmetrieachse für $\dot{J}_3$ und $\dot{J}_3'$ bildet:

$$\dot{J}_2=-\dot{J}_3'\frac{1}{K_{21}}\left(K_3-j\frac{r_3}{1-2s}\right) \quad \ldots\ldots \text{ A)} \qquad \text{„Erste Hauptgleichung.“ [1]}$$

Für $\dot{J}_3'=\text{const}$ und $K_3=\text{const.}$ ist die graphische Auflösung dieser Funktion eine Gerade, die im Abstande $-\dot{J}_3'\frac{K_3}{K_{21}}$ vom Koordinaten-Anfangspunkt senkrecht $\dot{J}_3'$ zu ziehen ist. Freilich wäre die Zulässigkeit der Annahme $K_3=\text{const.}$ und dementsprechend auch $r_3=\text{const}$ eigentlich erst zu beweisen. Doch soll in der Folge für die Diskussion der aufgestellten Gleichungen immer stillschweigend die Unveränderlichkeit beider Werte vorausgesetzt werden, während die Aufklärung dieser durchaus nicht unwichtigen Angelegenheit einem späteren Kapitel aufgespart bleibt.

Nicht so einfach gestaltet sich unter den gleichen Annahmen die Abhängigkeit des primären Statorstromes von der Rotortourenzahl. Als zweite Grundgleichung wurde erhalten:

$$\dot{J}_2\left(\frac{r_2}{s}-jK_2\right)-jK_{12}\dot{J}_3'-jK_{12}\dot{J}_1=0 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \text{ II},$$

1) Aus den oben angegebenen Gründen wird fast immer nur mit $\dot{J}_3'$ gerechnet werden. Man kann aber davon sogleich zu $\dot{J}_{3\,s<0,5}$ übergehen mittels der Beziehung:

$$\dot{J}_{3\,s<0,5}\left(K_3+j\frac{r_3}{1-2s}\right)=J_3'\left(K_3-j\frac{r_3}{1-2s}\right).$$

und führt man in diesen Ansatz den Wert von $\dot{J}_2$ aus Gleichung A) ein, so ergibt sich:

$$\dot{J}_1 = \dot{J}_3' \left[\frac{1}{K_{12} K_{21}} \cdot \left(K_3 - j \frac{r_3}{1 - 2s} \right) \left(K_2 - j \frac{r_2}{s} - 1 \right) \right] \quad \text{oder:}$$

$$\dot{J}_1 = \dot{J}_3' \frac{1}{K_{12} K_{21}} \left[\left(K_2 K_3 + \frac{r_2}{s} \cdot \frac{r_3}{1 - 2s} - K_{12} K_{21} \right) + j \left(\frac{r_2}{s} K_3 - \frac{r_3}{1 - 2s} K_2 \right) \right]$$

Nun wurde früher abgeleitet:

$$K_1 = K_{11} (1 + \sigma_1) = \frac{48 \pi}{10} \nu \cdot \frac{RL}{\delta''} w_1^2 \cdot 10^{-8} (1 + \sigma_1)$$

$$K_2 = K_{22} (1 + \sigma_2) = \frac{32 \pi}{10} \nu \cdot \frac{RL}{\delta''} w_2^2 \cdot 10^{-8} (1 + \sigma_2)$$

$$K_{12} = \frac{48 \pi}{10} \nu \cdot \frac{RL}{\delta''} w_1 \cdot w_2 \cdot 10^{-8}$$

$$K_{21} = \frac{16 \pi}{10} \nu \cdot \frac{RL}{\delta''} \cdot w_1 w_2 \cdot 10^{-8}$$

Mithin ergibt sich: $\dfrac{K_1 K_2}{K_{12} K_{21}} = 2 (1 + \sigma_1)(1 + \sigma_2)$.

Für diesen Ausdruck, in welchem nur die Streuungskoeffizienten vorkommen, soll in der Folge das Symbol σ gesetzt werden, das natürlich durchaus keine physikalische Bedeutung besitzt, und mit einem Streuungskoeffizienten nicht einmal der Größenordnung nach etwas zu tun hat. Also:

$$\frac{K_1 K_2}{K_{12} K_{21}} = \sigma = 2 (1 + \sigma_1)(1 + \sigma_2)$$

Damit läßt sich nämlich der zuletzt abgeleitete Ausdruck etwas einfacher schreiben:

$$\dot{J}_1 = \dot{J}_3' \left\{ \left[\left(\sigma \frac{K_3}{K_1} - 1 \right) + \left(\frac{r_1 r_2}{K_1 K_2} \cdot \sigma \frac{r_3}{r_1} \right) \cdot \frac{1}{s(1 - 2s)} \right] + j \left[\left(\frac{r_2}{K_2} \cdot \sigma \frac{K_3}{K_1} \right) \cdot \frac{1}{s} - \left(\frac{r_1}{K_1} \cdot \sigma \frac{r_3}{r_1} \right) \frac{1}{1 - 2s} \right] \right\} \quad \ldots\ldots \text{B)}$$

„Zweite Hauptgleichung."

Wenn damit auch schon das Endresultat und zugleich eine Konstruktionsvorschrift gewonnen ist, nach welcher sich die gesuchte Kurve leicht ableiten läßt, so überblickt man doch alle Eventualitäten erst dann richtig, wenn auch noch der Charakter der fraglichen Funktion bekannt ist. Nun mag zwar ein mathematisch geschulter Ingenieur die zweite Hauptgleichung für $\dot{J}_3' = \text{const.}$ auf den ersten Blick als Kegelschnittsgleichung erkennen, worauf aus dem Auftreten der zwei Unendlichkeitspunkte für $s = 0$ und $s = 0{,}5$ auf eine Hyperbel geschlossen werden muß. Doch hat sich gerade der hier in Betracht kommende Abschnitt der

Vektorenrechnung entsprechend seiner geringen Anwendungsfähigkeit so wenig in technischen Kreisen eingeführt, daß eine analytische Ableitung dieses Resultates mit Recht gefordert werden kann.

Zu diesem Zwecke schreiben wir Gleichung B) in etwas veränderter Form:

$$\left[\dot{J}_1 - \dot{J}_3'\left(\sigma\frac{K_3}{K_1} - 1\right)\right]\cdot s(1-2s) = \dot{J}_3'\sigma\frac{K_3}{K_1}\left[\left(\frac{r_2}{K_2}\cdot\frac{r_3}{K_3} + j\frac{r_2}{K_2}\right) - j\cdot s\left(2\frac{r_2}{K_3} + \frac{r_3}{K_3}\right)\right] = \dot{r}' \quad \ldots\ldots \text{ B')};$$

dann beschreibt diese neue Funktion $\dot{r}' = f(s)$ für $\dot{J}_3' = \text{const.}$ eine Gerade, die in Abb. 10 mit der Bezeichnung „Schlüpfungsgerade" $s - s$ eingetragen ist. Welche Dienste sie uns unter Umständen leisten kann, wird im

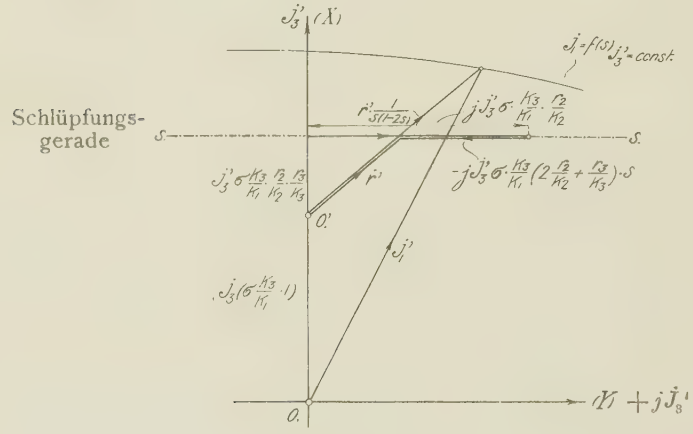


Abb. 10.

weiteren Verlaufe der Rechnung noch deutlicher zutage treten. Vorderhand genügt es zu wissen, daß eine solche Linie überhaupt existiert, und damit wenden wir uns unserer eigentlichen Aufgabe, der Darstellung der Kurve $\dot{J}_1 = f(s)$ in rechtwinkeligen Koordinaten, zu.

Ein Blick auf Abb. 10, welche nichts anderes ist als eine graphische Interpretation der Gleichung B'), lehrt sofort die Richtigkeit folgender Ansätze:

$$1. \ldots\ldots \left[x - J_3\left(\sigma\frac{K_3}{K_1} - 1\right)\right]\cdot s(1-2s) = J_3\sigma\frac{K_3}{K_1}\cdot\frac{r_2 r_3}{K_2 K_3}$$

$$2. \ldots\ldots y\cdot s(1-2s) = J_3\sigma\frac{K_3}{K_1}\frac{r_2}{K_2} - J_3\sigma\frac{K_3}{K_1}\left(2\frac{r_2}{K_2} + \frac{r_3}{K_3}\right)\cdot s;$$

oder mit Einführung einiger Substitutionen, die lediglich der Übersichtlichkeit dienen sollen:

$$J_3\left(\sigma\frac{K_3}{K_1}-1\right)=A;$$

$$J_3\,\sigma\frac{K_3}{K_1}\cdot\frac{r_2 r_3}{K_2 K_3}=a;$$

$$J_3\,\sigma\frac{K_3}{K_1}\cdot\frac{r_2}{K_2}=b;$$

und: $$J_3\,\sigma\frac{K_3}{K_1}\left(2\frac{r_2}{K_2}+\frac{r_3}{K_3}\right)=c:$$

1. $(x-A)\,s(1-2s)=a$

2. $y\cdot s(1-2s)=b-cs$

Daraus folgt: 3. $$s=\frac{bx-ay-Ab}{c(x-A)}$$

4. $$s(1-2s)=\frac{(bx-ay-Ab)\,(x(c-2b)+2ay-A(c-2b))}{c^2(x-A)^2}$$

und endlich: 5. $$(bx-ay-Ab)\,(x(c-2b)+2ay-A(c-2b))=ac^2(x-A)$$

Diese einfache Gleichung lehrt uns zweierlei:

Erstens ist sie vom zweiten Grade, beschreibt also in der Tat einen Kegelschnitt und zwar speziell eine Hyperbel, da man für $s=0$ und $s=0{,}5$ nach Gleichung B' zwei Unendlichkeitspunkte erhält.

Zweitens aber ist das Glied auf der rechten Seite unter gewöhnlichen Umständen sehr klein, was sofort klar wird, wenn wir Gleichung 5 auflösen, wir erhalten dann:

$$x^2(c-2b)\cdot b+xy(4b-c)\cdot a-y^2\cdot 2a^2-x(c-2b)\,2Ab-y(4b-c)\,aA$$
$$+A^2b(c-2b)=xac^2-Aac^2$$

oder mit Auflösung der früher substituierten Größen:

$$6\ldots\ x^2-xy\left(2\frac{r_2}{K_2}-\frac{r_3}{K_3}\right)-y^2\cdot 2\frac{r_2}{K_2}\frac{r_3}{K_3}-xJ_3\cdot 2\left(\sigma\frac{K_3}{K_1}-1\right)-yJ_3\left(\sigma\frac{K_3}{K_1}-1\right)\left(2\frac{r_2}{K_2}-\frac{r_3}{K_3}\right)$$
$$+J_3^2\left(\sigma\frac{K_3}{K_1}-1\right)^2=xJ_3\,\sigma\frac{K_3}{K_1}\left(2\frac{r_2}{K_2}+\frac{r_3}{K_3}\right)^2\quad J_3^2\,\sigma\frac{K_3}{K_1}\left(\sigma\frac{K_3}{K_1}-1\right)\left(2\frac{r_3}{K_2}+\frac{r_3}{K_3}\right)^2$$

Setzt man nun mittlere Verhältnisse voraus, etwa:

$$\frac{r_1}{K_1}=\frac{r_2}{K_2}=\frac{r_3}{K_3}=0{,}01;\quad\frac{K_3}{K_1}=\frac{r_3}{r_1}=1{,}0$$
$$\sigma=2\,(1+\sigma_1)\,1+\sigma_2)=2{,}12,$$

so lautet das konstante Glied auf der rechten Seite der Gleichung 6:

$$J_3^2\cdot 2{,}12\cdot 1{,}12\cdot(0{,}03)^2=0{,}00214\,J_3^2;$$

dagegen auf der linken Seite derselben Gleichung:

$$J_3^2\cdot 1{,}12^2=1{,}2544\,J_3^2.$$

Analog erhält man für den Faktor des Gliedes mit x auf der rechten Seite der Gleichung:

$$J_3 \cdot 2{,}12 \cdot (0{,}03)^2 = 0{,}00192\, J_3,$$

während für die linke Seite wieder ein viel größerer Wert folgt:

$$J_3 \cdot 2 \cdot 1{,}12 = 2{,}24\, J_3.$$

Man wird daher unter normalen Verhältnissen keinen großen Fehler begehen, wenn man die Glieder der rechten Seite überhaupt vernachlässigt; dann zerfällt nämlich die Hyperbel in zwei Gerade, die sich im Punkte O' (vergl. Abb. 10) schneiden, und deren Gleichungen nach 5 der vorausgegangenen Untersuchung lauten:

$$x - \frac{r_3}{K_3} y - J_3 \left(\sigma \frac{K_3}{K_1} - 1 \right) = O \ldots\ldots \text{a)}$$

und

$$x + \frac{r_2}{K_2} y - J_3 \left(\sigma \frac{K_3}{K_1} - 1 \right) = O \ldots\ldots \text{b)}$$

Die Kenntnis dieser Beziehungen ermöglicht also in vielen Fällen ein rasches Aufzeichnen des gesuchten Diagrammes, wenn auch bezüglich der Abhängigkeit des Primärstromes von der Schlüpfung unter allen Umständen die zweite Hauptgleichung zu Rate zu ziehen ist. Außerdem darf nicht übersehen werden, daß, wenn auch ein Geradenpaar das genaue Hyperbeldiagramm angenähert wiederzugeben vermag, doch das abgeleitete durchaus nicht dasjenige zu sein braucht, welches den Kegelschnitt nun auch am besten von allen möglichen Geraden wiedergibt. Sicherlich würde vielmehr die Anwendung der Wahrscheinlichkeitsrechnung ein anderes Linienpaar ergeben. Doch stände eine weitere Verfolgung dieser Frage in keinem Verhältnis zu ihrer tatsächlichen Bedeutung und kann daher billig unterbleiben.

Viel wichtiger ist eine andere Belehrung, die sich ebenfalls aus den Resultaten der Analyse schöpfen läßt. Geht man nämlich an Hand von Abb. 10 und den zugehörigen Rechnungen näher auf die Beziehungen zwischen Schlüpfungsgerade und Kegelschnitt ein, so erkennt man leicht die Berechtigung folgenden Lehrsatzes:

Wird der Abstand einer Parametergeraden $s - s$ von einem festen Punkte O' durch eine rationale ganze Funktion des Parameters vom zweiten Grade dividiert, so beschreibt der Polstrahl einen Kegelschnitt, welcher den Pol der Parametergeraden selbst enthält. Besitzt die Divisorfunktion wie in unserem Falle zwei reelle Wurzeln, so ist dieser Kegelschnitt eine Hyperbel; besitzt sie dagegen eine Doppelwurzel, oder ist sie vom ersten Grade, so erhält man eine Parabel. Sind endlich die Wurzeln der Parameterfunktion konjugiert-imaginär, so ist die Auflösung ein Kreis oder eine Ellipse.[1]) — In allen Fällen kann aber nach den Lehren der projektiven

1) Der obige Lehrsatz ließe sich übrigens in bezug auf die Divisorfunktion noch weit allgemeiner fassen. Doch genügt diese Formulierung für unsere Zwecke.

Geometrie derselbe Kegelschnitt aus unendlich vielen anderen Parametergeraden abgeleitet werden, deren zugeordnete Pole eben denselben Kegelschnitt beschreiben. Das heißt mit anderen Worten: Ist eine Kurve zweiter Ordnung in Parameterdarstellung gegeben, so läßt sich vollkommen willkürlich eine Parametergerade $s—s$ annehmen, zu welcher der Pol O' und der Divisor des Polabstandes aufgefunden werden können. Die von uns eingeführte Schlüpfungslinie ist also nur eine dieser unendlich vielen gleichberechtigten Geraden.

Diese Erkenntnis kann mit Vorteil verwendet werden, wenn, wie z. B. gerade in unserem Falle, die zuerst angenommene Schlüpfungsgerade ungünstig liegt. Für große eingeschaltete Rotorwiderstände erhält man nämlich eine so beträchtliche Krümmung der Kurve $J_1 = f(s)$, daß der Ersatz durch ein Geradenpaar durchaus nicht mehr zulässig wäre, und es kann alsdann wünschenswert sein, dem Diagramm zur leichteren Orientierung eine Schlüpfungsgerade beizugeben. Die erste Voraussetzung für die Brauchbarkeit derselben ist aber, daß sie mit den Polstrahlen möglichst genaue Schnitte liefert, und dieser Bedingung widerspricht die durch Gleichung B' beschriebene Parametergerade infolge ihres zu kleinen Polabstandes fast immer. Hier setzt daher die oben gegebene Theorie ein:

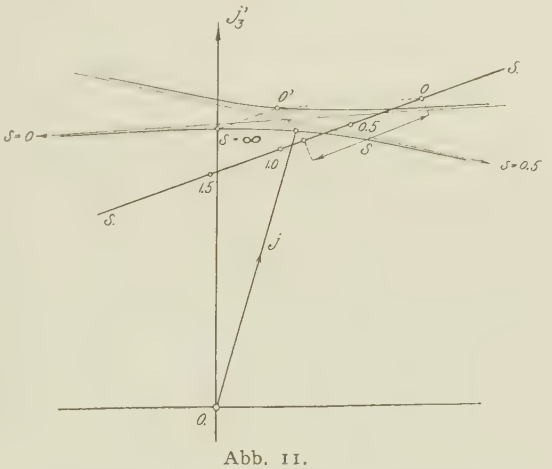


Abb. 11.

Liegt z. B. der Kegelschnitt wie in Abb. 11 mit den Punkten $s=0$ und $s=\infty$ vor, so wählt man einen geeigneten Pol O' und zieht in beliebigem Abstand die Schlüpfungsgerade $s=s$ parallel $o'—\infty$. Die Kenntnis irgend eines dritten Hyperbelpunktes mit seinem zugehörigen Parameter ergibt dann die maßstäbliche Skala der Parameterlinie. Es mag gleich bei dieser Gelegenheit erwähnt werden, daß eines der später zu besprechenden Hyperbeldiagramme (vergleiche Nr. 6 der Beilage) eine solche willkürlich gelegte Schlüpfungsgerade enthält.

Zahlenbeispiel.

Wir kommen nunmehr dazu, die für die gegenseitige Abhängigkeit der Ströme ermittelten Gesetzmäßigkeiten auf ein bestimmtes Beispiel anzuwenden, und zwar gleich auf jenen Motor der S.S.W., über dessen experimentelle Untersuchung späterhin noch zu berichten sein wird. Über

seine normalen Leistungsverhältnisse gibt das Firmenschild Aufschluß; darnach beträgt:

$N = 3$ PS bei

$n = 1430$ Touren pro min.,

$r_1 = 50 \sim$ und:

$J_1 = 14{,}5$ Amp.; $\sqrt{3} \cdot \Delta_1 = 125$ Volt.

Wie in der Theorie vorausgesetzt, besitzen Stator und Rotor gewöhnliche Wechselstromwicklungen in Sternschaltung, deren Hauptkonstanten für eine Phasenspannung $\Delta_1 = 34$ Volt und $\nu_1 = 40 \sim$ folgende Werte aufweisen:

$K_{11} = 14{,}73\ \Omega_s$; $K_{1\sigma} = 0{,}40\ \Omega_s$ $K_{22} = 8{,}44\ \Omega_s$; $K_{2\sigma} = 0{,}20\ \Omega_s$

$K_1 = 15{,}13\ \Omega_s$ $K_2 = 8{,}64\ \Omega_s$

$K_{12} = 13{,}67$ „ $K_{21} = 4{,}56$ „

$$\sigma_1 = \frac{K_{1\sigma}}{K_{11}} = 0{,}0272 \qquad \sigma_2 = \frac{K_{2\sigma}}{K_{22}} = 0{,}0237$$

$$\sigma = 2\,(\sigma_1 + 1)(\sigma_2 + 1) = 2{,}10$$

$r_1 = 0{,}245\ \Omega$ $r_2 = 0{,}130\ \Omega$ ohne Rotorwiderstände.

Diesen Werten entspricht eine erste Diagrammreihe, die das normale Verhalten des Motors kennzeichnet. Um jedoch auch über die Wirkung von Rotorwiderständen ein Urteil zu gewinnen, wurde ein zweites Beispiel mit einem Gesamtwiderstand von Ankerwicklung + Vorschaltwiderstand $= 1{,}30\ \Omega$ durchgerechnet, da für ähnliche Kombinationen ebenfalls experimentelle Daten vorliegen. — Besonderes Interesse bietet außerdem die Untersuchung eines Falles, bei dem eine längere Leitung mit an den Anfangspunkten konstant gehaltener Spannung den Anschluß des Motors an das Netz vermittelt. Vernachlässigt man hierbei die Selbstinduktion der Speiseleitung gegenüber der des Motors, was nur für unsere Zwecke unbedenklich geschehen kann, so wird einfach an Stelle von $r_1 = 0{,}245\ \Omega$ ein höherer Wert, z. B. $r_1 = 0{,}490\ \Omega$ einzuführen sein. — Endlich ist es für praktische Anwendungen der Theorie unumgänglich notwendig, den Einfluß der Streuung auf die Größenordnung der Ströme usw. klar zu überblicken. Daher wurde das erste Beispiel unter Beibehaltung der Werte von K_1 und K_2, r_1 und r_2 für eine neue Streuungskonstante $\sigma = 2{,}12$ noch einmal durchgeführt. — In allen Fällen aber gestatten wir uns eine Vernachlässigung, die dann gerechtfertigt ist, wenn die betrachtete Maschine im Verhältnis zur Netzleistung sehr klein ist. Wir wollen nämlich durchweg R_N und K_N gleich Null setzen, was streng genommen nur bei direkter Zuführung des Statorstromes von seiten eines unendlich großen Generators erfüllt ist. An eine Kritik dieser Vereinfachung können wir uns allerdings erst dann wagen, wenn wir für den vorausgesetzten „Idealfall“ die Theorie schon vollkommen beherrschen.

Alles in allem erhalten wir also vier Diagrammserien, die in demselben Maße, wie die Theorie vorwärts schreitet, vervollständigt und daher auch gleich ein für allemal fest abgegrenzt werden sollen. Gemeinsam sind allen Reihen folgende Werte bezw. Annahmen:

$\nu_1 = 40 \sim$; $\Delta_1 = 34{,}0$ Volt $\quad R_N = 0 \quad r_1 = r_3$

pro Phase. $\quad K_N = 0 \quad K_1 = K_3 = 15{,}13\ \Omega_s \quad K_2 = 8{,}64\ \Omega_s$

Für die anderen Größen haben wir dagegen zu unterscheiden:

	$r_1\ \Omega$	$r_2\ \Omega$	σ	Zahlentafel des Anhanges Nr.	Diagramm der Beilage Nr.
α)	0,245	0,130	2,10	1. und 2.	4. und 5.
β)	0,245	1,300	2,10	3. „ 4.	6. „ 7.
γ)	0,490	0,130	2,10	5. „ 6.	
δ)	0,245	0,130	2,12	7. „ 8.	

Wir müssen es uns hier wie auch weiterhin versagen, die Ergebnisse der Zahlenrechnungen näher zu besprechen. Statt dessen findet man die graphische Darstellung in einer Vollständigkeit durchgeführt, die beredter ist als die weitschweifigsten Diskussionen. So wurden die Resultate aller vier Fälle in den Diagrammen 9 — 15 (inkl.) noch einmal nebeneinandergestellt, so daß auch durch unmittelbaren Vergleich auf den Einfluß der verschiedenen Annahmen geschlossen werden kann. Mit diesen Hilfsmitteln zur Seite wird man es kaum als eine Lücke empfinden, wenn wir uns lediglich auf die Anführung der allerwichtigsten Beziehungen beschränken; und diese gipfeln, soweit die Theorie bisher gediehen ist, in folgendem Satze:

Unter den gleichen Voraussetzungen wie bei der normalen Betriebsschaltung sind auch bei der einachsigen Schaltung die zahlenmäßigen Verhältnisse der Ströme untereinander in weiten Grenzen der Schlüpfung nahezu konstant und nur wenig abhängig von den unter α), γ) und δ) variierten elektrischen Größen. Dabei ist speziell der Primärstrom J_1 durchschnittlich nur um $10\,\% \sim 20\,\%$ größer als der sekundäre Statorstrom J_3, so daß wir uns auf einen schlechten Leistungsfaktor gefaßt machen müssen.

Auf Grund der abgeleiteten Diagramme läßt sich unschwer die Untersuchung über die

Abhängigkeit der Ströme von der primären Statorspannung Δ_1

durchführen, welche diesmal freilich auf alle drei Ströme auszudehnen ist. Die dritte Grundgleichung schrieb sich:

$$\dot{J}_1 (r_1 - j K_1) - j K_{21} \dot{J}_2 = \dot{\Delta}_1 \ldots\ldots \text{III.}$$

Führt man hierin $\dot{J}_2$ aus Gleichung A und $\dot{J}_1$ aus Gleichung B ein, so folgt mit einigen Umformungen:

$$\dot{A}_1 = \dot{J}_3' \left\{ \left[r_1 \left(\sigma \frac{K_3}{K_1} - 1 \right) + K_1 \left(\frac{r_2}{K_2} \cdot \sigma \frac{K_3}{K_1} \right) \cdot \frac{1}{s} - r_1 \left((\sigma - 1) \frac{r_3}{r_1} \right) \cdot \frac{1}{1 - 2s} \right.\right.$$
$$\left.\left. + r_1 \left(\frac{r_1 r_2}{K_1 K_2} \cdot \sigma \frac{r_3}{r_1} \right) \cdot \frac{1}{s(1 - 2s)} \right] \right.$$
$$= j \left[K_1 \left(\sigma \frac{K_3}{K_1} - \frac{K_3}{K_1} - 1 \right) - r_1 \left(\frac{r_2}{K_2} \cdot \sigma \frac{K_3}{K_1} \right) \frac{1}{s} + r_1 \left(\frac{r_1}{K_1} \cdot \sigma \frac{r_3}{r_1} \right) \frac{1}{1 - 2s} \right.$$
$$\left. \left. + r_1 \left(\frac{r_2}{K_2} \cdot \sigma \frac{r_3}{r_1} \right) \cdot \frac{1}{s(1 - 2s)} \right] \right\} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \text{C}$$

„3. Hauptgleichung“,

womit eine der gesuchten Beziehungen, $\dot{J}_3'$ in Abhängigkeit von $\dot{A}_1$, bereits festgelegt ist. Auch diese Funktion läßt sich für $\dot{J}_3' = \text{const.}$ in der früher besprochenen Weise aus einer Schlüpfungsgeraden herleiten, stellt also ebenfalls eine Hyperbel dar, welche diesmal in Polarkoordinaten gefaßt werden soll.

Gehen wir zu diesem Zwecke wieder von der Gleichung der Parameterlinie $s - s$ aus, welche direkt aus C.) gewonnen wird:

$$\left\{ \dot{A}_1 - \dot{J}_3' \left[r_1 \left(\sigma \frac{K_3}{K_1} - 1 \right) - j K_1 \left(\sigma \frac{K_3}{K_1} - \frac{K_3}{K_1} - 1 \right) \right] \right\} \cdot s(1 - 2s) =$$
$$j r' = \dot{J}_3' \left\{ \left[r_1 \left(\frac{r_1 r_2}{K_1 K_2} \cdot \sigma \frac{r_3}{r_1} \right) + K_1 \left(\frac{r_2}{K_2} \cdot \sigma \frac{K_3}{K_1} \right) \left(1 - j \left(\frac{r_3}{K_3} - \frac{r_1}{K_1} \right) \right) \right] \right.$$
$$\left. - s \left[\left(2 K_1 \left(\frac{r_2}{K_2} \cdot \sigma \frac{K_3}{K_1} + r_1 (\sigma - 1) \frac{r_3}{r_1} \right) + j \cdot r_1 \left(\frac{r_2}{K_2} \cdot \sigma \frac{K_3}{K_1} + \frac{r_1}{K_1} \sigma \frac{r_3}{r_1} \right) \right] \right\} \quad \ldots\ldots \text{C'}$$

Für alle Anwendungen, die von dieser Rechnung gemacht werden sollen, ist das Glied $j \left(\frac{r_3}{K_3} - \frac{r_1}{K_1} \right)$ neben der Einheit unbedenklich zu vernachlässigen. Führt man außerdem noch vereinfachte Bezeichnungen ein:

$$J_3 \cdot r_1 \left(\sigma \frac{K_3}{K_1} - 1 \right) = A$$
$$J_3 \cdot K_1 \left(\sigma \frac{K_3}{K_1} - \frac{K_3}{K_1} - 1 \right) = B$$
$$J_3 \left[K_1 \left(\frac{r_2}{K_2} \cdot \sigma \frac{K_3}{K_1} \right) + r_1 \left(\frac{r_1 r_2}{K_1 K_2} \cdot \sigma \frac{r_3}{r_1} \right) \right] = r_0' = J_3 K_1 \left(\frac{r_2}{K_2} \sigma \frac{K_3}{K_1} \right)$$
$$J_3 \cdot \left[2 K_1 \left(\frac{r_2}{K_2} \cdot \sigma \frac{K_3}{K_1} \right) + r_1 \left((\sigma - 1) \frac{r_3}{r_1} \right) \right] = c \cdot \sin \omega$$
$$J_3 \left[2 r_1 \left(\frac{r_2}{K_2} \cdot \sigma \frac{K_3}{K_1} \right) + r_1 \left(\frac{r_1}{K_1} \cdot \sigma \frac{r_3}{r_1} \right) \right] = c \cdot \cos \omega,$$

so erhält man unter Beachtung der in Abb. 12 eingetragenen Winkelbeziehungen als Gleichung einer der möglichen Schlüpfungsgeraden:

$$r' = r_0' \frac{\cos\omega}{\sin(\omega+\psi)} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \text{1a) und}$$

$$s = \frac{r_0'}{c} \frac{\cos\psi}{\sin(\omega+\psi)} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \text{1b)}$$

und demnach als Gleichung der Hyperbel bezogen auf o' als Koordinatenanfangspunkt.

$$r \cdot s(1 - 2s) = r_0' \frac{\cos\omega}{\sin(\omega+\psi)} \quad \ldots\ldots\ldots \text{2)}$$

durch Elimination des Parameters s läßt sich diese auf die Form bringen:

$$r[\cos^2\psi(c\sin\omega - 2r_0') + \cos\psi\sin\psi\cdot\cos\omega] - c^2\cos\omega[\cos\psi\sin\omega + \sin\psi\cos\omega] = 0 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \text{3);}$$

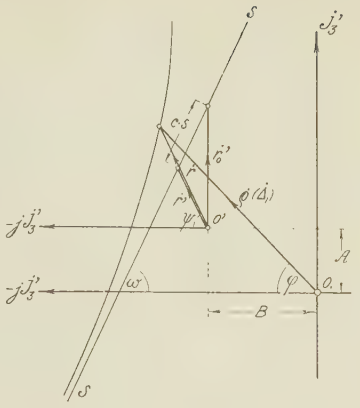


Abb. 12.

und durch weitere Transformation auf o als Koordinatenanfangspunkt.

$$\varrho^2[\cos^2\varphi(c\sin\omega - 2r_0') + \cos\varphi\sin\varphi\cdot c\cos\omega] - \varrho\cos\varphi\cdot 2B(c\sin\omega - 2r_0') - \varrho\sin\varphi\cdot Bc\cos\omega + B^2(c\sin\omega - 2r_0') = \varrho\cos\varphi[Ac\cos\omega + c^2\sin\omega\cos\omega] + \varrho\sin\varphi\, c^2\cos^2\omega - c\cos\omega[AB + Bc\sin\omega + Ac\cos\omega] \quad \ldots\ldots\ldots \text{4)}$$

Vergleicht man nun wieder die Koeffizienten der entsprechenden Glieder auf beiden Seiten der Gleichung für die schon bei anderer Gelegenheit aufgestellten Mittelwerte:

$$r_1 = r_3;\ K_1 = K_3;\ \frac{r_1}{K_1} = \frac{r_2}{K_2} = 0{,}01;\ \sigma = 2{,}12,$$

so erhält man auf der

linken Seite der Gleichung 4)	rechten Seite der Gleichung 4)	
für den Faktor des Gliedes mit $\cos\varphi$:		
$2B(c\sin\omega - 2r_0') = 26{,}9\cdot J_3^2 r_1^2$	$c\cdot\cos\omega(A - c\sin\omega) = 0{,}412\, J_3^2 r_1^2$	$\frac{0{,}412}{26{,}9} = 0{,}015$
für den Faktor des Gliedes mit $\sin\varphi$:		
$Bc\cdot\cos\omega = 0{,}763\, J_3^2 r_1^2$	$c^2\cos^2\omega = 0{,}00405\, J_3^2 r_1^2$	$\frac{0{,}00405}{0{,}763} = 0{,}0053$
und endlich für das konstante Glied:		
$B^2(c\sin\omega - 2r_0') = 161{,}3$	$c\cos\omega[AB + Bc\sin\omega + Ac\cos\omega] = 4{,}95$	$\frac{4{,}95}{161{,}3} = 0{,}031$

Wenn es auf besondere Genauigkeit nicht ankommt oder für große Motore mit $\frac{r}{K} < 0{,}01$, wird man daher die Glieder der rechten Seite überhaupt vernachlässigen können, und dann zerfällt auch diese Hyperbel in ein Geradepaar mit den Gleichungen:

1. $\varrho \cos \varphi - B = 0$,

2. $\varrho \cos \varphi \,(c \sin \omega - 2\, r'_0) + \varrho \sin \varphi \cdot c \cos \omega - B\,(c \sin \omega - 2\, r'_0) = 0$

oder mit Auflösung der früheren Substitutionen:

1. $\varrho \cos \varphi = J_3 K_1 \left(\sigma \dfrac{K_3}{K_1} - \dfrac{K_3}{K_1} - 1 \right)$ Gerade parallel $\dot{J}_3'$

2. $\varrho \cos \varphi + \varrho \sin \varphi \dfrac{r_1}{K_1} \cdot \dfrac{K_3}{r_3} \cdot \dfrac{\sigma}{\sigma - 1} \cdot \left(\dfrac{r_2}{K_2} + \dfrac{r_3}{K_3} \right) = J_3 K_1 \left(\sigma \dfrac{K_3}{K_1} - \dfrac{K_3}{K_1} - 1 \right)$.

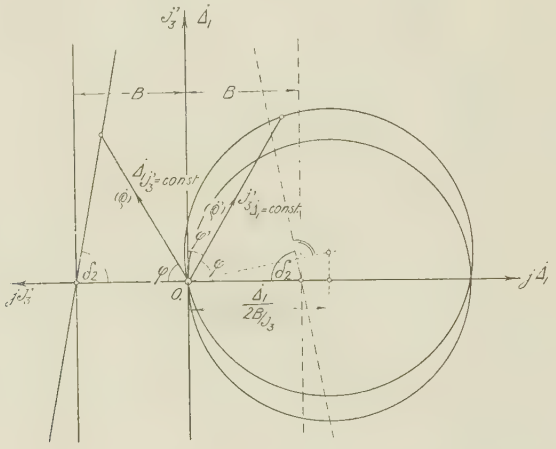


Abb. 13.

Wie Abb. 13 zeigt, schneiden sich beide Gerade in einem Punkte der Polarachse ($-j\,J_1'$) im Abstande $J_3 K_1 \left[\sigma \dfrac{K_3}{K_1} - \dfrac{K_3}{K_1} - 1 \right]$ vom Koordinaten-Anfangspunkt, und der Neigungswinkel δ_2 der zweiten Geraden berechnet sich aus

$$\operatorname{tg} \delta_2 = \frac{\sigma - 1}{\sigma} \cdot \frac{\dfrac{r_3}{K_3}}{\dfrac{r_1}{K_1}\left(\dfrac{r_2}{K_2} + \dfrac{r_3}{K_3} \right)}.$$

Mittels dieser Vereinfachungen beherrscht man das neue Diagramm qualitativ ebenso sicher wie die bereits bekannten, während allerdings die quantitative Genauigkeit in den meisten Fällen zu wünschen läßt. Diese war aber auch gar nicht der Hauptzweck ihrer Einführung, sondern ein anderer Vorteil: Von jenen Vernachlässigungen ausgehend, überblickt man nämlich auch schon die neu zu erwartenden Gesetzmäßigkeiten für den Fall, daß wir nun $\dot{\Delta}_1$ nach Größe und Richtung unveränderlich voraussetzen und $\dot{J}_3 = f(s)$ aufsuchen. Diese Kombination ist sogar wichtiger wie die vorhergegangene, denn sie liegt für praktische Anwendungen gewöhnlich vor. Bezeichnen wir ihre graphische Interpretation wie allgemein jede

Stromkurve für konstante Spannung als „Admittanz-Diagramm", so wäre die Darstellung der Funktion $\dot{A}_1 = f(s)$ als „Impedanz-Diagramm" zu überschreiben gewesen, wenngleich von einer Phasenverschiebung zwischen $\dot{A}_1$ und $\dot{J}_3$, als Größen verschiedener Periodenzahl nicht gesprochen werden kann. — Der weitere Gedankengang ist ein äußerst einfacher: Die Gleichung des Impedanzdiagrammes hatte die Form:

$$\dot{A}_1 = \dot{J}'_3 [\varphi(s) - j \cdot \psi(s)].$$

Demnach lautet die Gleichung des Admittanzdiagrammes in abgekürzter Schreibweise:

$$\dot{J}_3' = \dot{A}_1 \cdot \frac{\varphi(s) + j \cdot \psi(s)}{[\varphi(s)]^2 + [\psi(s)]^2};$$

oder mit Anwendung von Polarkoordinaten nach Gleichung 4) (S. 29) ausführlich

$$\varrho'^2 [B^2 (c \sin\omega - 2 r_0') + c \cos\omega (AB + Bc \sin\omega + Ac \cos\omega)]$$
$$- \varrho' \cos\varphi' [c \cos\omega (B + c \cos\omega)] - \varrho' \sin\varphi' [2 B (c \sin\omega - 2 r_0')$$
$$+ c \cos\omega (A + c \sin\omega)] + \cos\varphi' \sin\varphi' \cdot c \cos\omega + \sin^2\varphi'] c \sin\omega] - 2 r_0'] = 0.$$

Klappt man also das Impedanzdiagramm um die Richtung des vormals als konstant betrachteten Vektors $\dot{J}_3'$ um, so ergibt sich in einem neuen rechtsseitigen Koordinatensystem das Diagramm der Admittanzen mittels „Transformation durch reziproke Radien". Auf diesem Wege geht eine Gerade bekanntlich in einen Kreis über, das Geradenpaar also, in das mit gewissen Vernachlässigungen die Impedanz-Hyperbel ausartet, in zwei Kreise durch den Koordinaten-Anfangspunkt, die wie in Abb. 13 gelegen sind und sofort eine überschlägliche Orientierung ermöglichen. Eine Kurve aber, welche in zwei Kreise zerfallen kann, ist vom vierten Grade. In der Tat erhält man für das genaue Admittanzendiagramm, das Abb. 14 in schematischer Weise darstellt, eine kardioidenähnliche Kurve, deren Doppelpunkt mit dem Koordinaten-Anfangspunkt zusammenfällt, während die Doppelpunktstangenten die Richtung der Hyperbelasymptoten in dem umgeklappten Diagramm besitzen. Eine Parametergerade $s - s$ läßt sich diesmal nicht angeben; denn wie man auch den Pol derselben wählen mag, immer lassen sich von ihm aus Strahlen ziehen, welche die Kurve

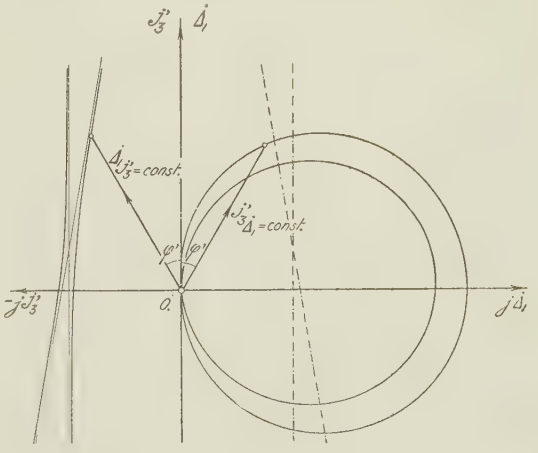


Abb. 14.

in zwei oder mehr Punkten schneiden, was mit dem Begriffe einer Schlüpfungslinie unvereinbar ist.

Alles weitere kann der graphischen Darstellung überlassen bleiben, betreffs deren für die vier Fälle α, β, γ und δ wieder auf die Zahlentafeln 1, 3, 5 und 7 des Anhanges und auf die Diagramme 4 und 6 verwiesen werden muß. Nur auf einen Punkt mag noch besonders hingedeutet sein, die außerordentliche starke Beeinflussung der Größenordnung des Statorstromes durch die Streuungskoeffizienten des Motors, eine Eigenschaft, die bekanntlich überhaupt für die asynchronen Maschinen charakteristisch ist.

Jetzt ist es nur noch ein Schritt zur Gewinnung des wichtigsten aller Diagramme der einachsigen Schaltung, des Statoradmittanzen-Diagrammes $\dot{J}_1 = f(s)$ für unveränderliche Primärspannung $\dot{\Delta}_1$. Alle Mittel zu seiner Konstruktion haben wir schon in Händen, sei es, daß die Ableitung auf den früher erhaltenen Kurven fußen, oder davon unabhängig auf Grund einer 4. Hauptgleichung vorgenommen werden soll.

Durch Division der Gleichungen B und C folgt nämlich:

$$\dot{J}_1 = \dot{\Delta}_1 \cdot \frac{\left[\left(\sigma\frac{K_3}{K_1} - 1\right) + \left(\frac{r_1 r_2}{K_1 K_2}\cdot\sigma\frac{r_3}{r_1}\right)\frac{1}{s(1-2s)}\right] + j\left[\left(\frac{r_2}{K_2}\cdot\sigma\frac{K_3}{K_1}\right)\frac{1}{s} - \left(\frac{r_1}{K_1}\cdot\sigma\frac{r_3}{r_1}\right)\frac{1}{1-2s}\right]}{\left[r_1\left(\sigma\frac{K_3}{K_1} - 1\right) + K_1\left(\frac{r_2}{K_2}\cdot\sigma\frac{K_3}{K_1}\right)\frac{1}{s} - r_1(\sigma-1)\frac{r_3}{r_1}\cdot\frac{1}{1-2s} + r_1\left(\frac{r_1 r_2}{K_1 K_2}\cdot\sigma\frac{r_3}{r_1}\right)\frac{1}{s(1-2s)}\right] - j\left[K_1\left(\sigma\frac{K_3}{K_1} - \frac{K_3}{K_1} - 1\right) - r_1\frac{r_2}{K_2}\cdot\sigma\frac{K_3}{K_1}\right)\frac{1}{s} + r_1\left(\frac{r_1}{K_1}\cdot\sigma\frac{r_3}{r_1}\frac{1}{1-2s} + r_1\left(\frac{r_2}{K_2}\cdot\sigma\frac{r_3}{r_1}\right)s(1-2s\right]}$$

$$= \dot{\Delta}_1 \cdot \frac{\left[\frac{r_1 r_2}{K_1 K_2}\cdot\sigma\frac{r_3}{r_1} + s\left(\sigma\frac{K_3}{K_1} - 1\right) - s^2\cdot 2\left(\sigma\frac{K_3}{K_1} - 1\right)\right] + j\sigma\frac{K_3}{K_1}\cdot\left[\frac{r_2}{K_2} - s\left(2\frac{r_2}{K_2} + \frac{r_3}{K_2}\right)\right]}{\left\{r_3\cdot\frac{r_2}{K_2}\sigma\left(\frac{r_1}{K_1} + \frac{K_3}{r_3}\right) + s\left[(r_3 - r_1) - r_3\sigma + K_3\sigma\frac{r_1}{K_1} - 2\frac{r_2}{K_2}\right] - s^2\cdot 2 r_1\left(\sigma\frac{K_3}{K_1} - 1\right)\right\} - j\left\{K_3\cdot\frac{r_2}{K_2}\sigma\left(\frac{r_3}{K_3} - \frac{r_1}{K_1}\right) + s\left[K_3\cdot\frac{r_1}{K_1}\sigma\left(\frac{K_1}{r_1} + 2\frac{r_2}{K_2} + \frac{r_3}{K_3}\right)(K_3 + K_1)\right] - s^2\cdot 2K_1\left(\sigma\frac{K_3}{K_1}\frac{K_3}{K_1} - 1\right)\right\}}$$

D) ..... „Vierte Hauptgleichung."

Dieser Ansatz ist für gewöhnliche Anwendungen längst nicht so umständlich, als es vielleicht zuerst den Anschein hat. Nimmt man z. B. die schon öfter erwähnten Mittelwerte an, also

$$r_1 = r_3\,; \quad K_1 = K_3\,; \quad \frac{r_1}{K_1} = \frac{r_2}{K_2} = 0{,}01, \quad \sigma = 2{,}12,$$

so ergibt sich mit Einführung des Blondelschen Streuungskoeffizienten

$$\sigma_t = 1 - \frac{1}{(1+\sigma_1)(1+\sigma_2)} \doteqdot 0{,}06$$

bis auf $^1/_2\,\%$ genau:

$$\dot{J}_1 = \dot{\Delta}_1 \cdot \frac{\left[\frac{r_1 r_2}{K_1 K_2} + \frac{(1+\sigma_t)}{2} s(1-2s)\right] + j\left[\frac{r_2}{K_2}(1-2s) - \frac{r_1}{K_1}\cdot s\right]}{\left[K_1 \cdot \frac{r_2}{K_2}(1-2s) - r_1(1+\sigma_t)s^2\right] - j\cdot[K_1\,\sigma_t \cdot s(1-2s)]} \quad \ldots \quad D')$$

Uns freilich, die wir uns schon in den Besitz der Schaulinien für $\dot{J}_1 = f(s)$ und $\dot{\Delta}_1 = f(s)$ gesetzt haben, führt der erstgenannte Weg leichter zum Ziele, und er wurde auch bei der Aufzeichnung der Diagramme der Beilage tatsächlich beschritten. Mit ein paar Worten ist die ganze Konstruktion erledigt:

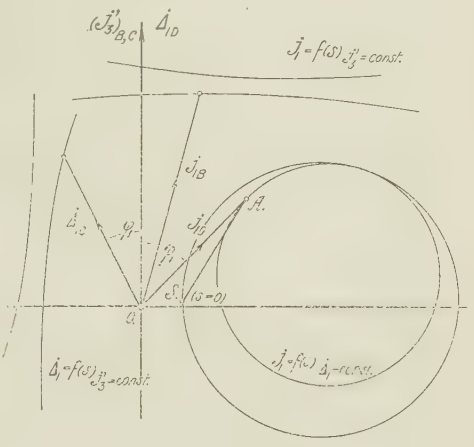


Abb. 15.

Abb. 15 liegt mit den oben genannten Kurven vor, wobei sich die Indizes auf die zugeordneten Hauptgleichungen beziehen. Für eine bestimmte Schlüpfung greift man die Vektoren $(\dot{\Delta}_1)_C$ und $(\dot{J}_1)_B$ heraus und verdreht sie in der durch $\sphericalangle \varphi_1$ vorgeschriebenen starren Zusammengehörigkeit so lange, bis $(\dot{\Delta}_1)_C$ in die Richtung von $(\dot{\Delta}_1)_D$ fällt. Reduziert man schließlich $(\dot{J}_1)_B$ auf

$$(\dot{J}_1)_D = (\dot{J}_1)_B \cdot \frac{(\dot{\Delta}_1)_D}{(\dot{\Delta}_1)_C},$$

so hat man einen Punkt der gesuchten Kurve erhalten. Auf diese Weise entstanden die Blätter 5 und 7 der Beilage, betreffs deren etwa dasselbe zu betonen wäre wie für das sekundäre Admittanzdiagramm; vor allem also die überaus wirksame Reduzierung des Primärstromes durch eine geringfügige Vergrößerung der Streuung. Außerdem nähert sich $\dot{J}_1 = f(s)$ mit wachsenden Retorwiderständen mehr und mehr einem Kreise, in den es für $r_2 = \infty$ übergeht.

Dieselben Bemerkungen gelten für das letzte Diagramm dieser Reihe, welches für konstante Netzspannung die Abhängigkeit des Rotorstromes von der Tourenzahl illustriert. Auch hier gestatten die bereits vorliegenden Vektordarstellungen eine punktweise Konstruktion, wenn man es nicht vorzieht, eine neue Formulierung zu Rate zu ziehen, die sich durch Division der Gleichungen A und C ergibt. Im übrigen läßt sich leicht beweisen, daß die Vektorfunktion $\dot{J}_2 = f(s)$ für $\dot{\Delta}_1 = \text{const}$ in der zuletzt abgeleiteten

graphischen Darstellung (vgl. Abb. 15) schon ausgedrückt ist, da wie für den Ossanna-Kreis auch hier die Beziehung gilt:

$$J_2 = AS \cdot \frac{K_1 + j r_1}{K_{21}}$$

II. Die Leistungsverhältnisse.

Von Anfang an faßte unsere Arbeit die Beherrschung dieses Gebietes als Endziel ins Auge, und so kommt es, daß uns hier die Erkenntnis der meisten Gesetzmäßigkeiten wie eine reife Frucht in den Schoß fällt. Freilich gelingt es nicht, ein einziges Diagramm abzuleiten, welches alle Beziehungen so übersichtlich und erschöpfend zur Darstellung bringt wie etwa der Ossannasche Kreis für die dreiphasige Ankerschaltung; und wenn es auch prinzipiell durchaus nicht schwierig wäre, alle in Betracht kommenden Größen als Funktion der Schlüpfung für konstante Netzspannung analytisch zu formulieren, so wäre doch mit den so gewonnenen Gleichungen praktisch nicht viel anzufangen, da sie in s sämtlich von höherer als der vierten Ordnung würden: damit sind wir an einem Punkte angelangt, wo die analytische Behandlung ziemlich auf der ganzen Linie von der graphischen Darstellung geschlagen wird, und ihr soll daher auch bedingungslos das Feld geräumt werden.

Die Kurven des primären Phasenwinkels $\cos\varphi_1$ und der Netzleistung $W_1 = 3 \cdot A_1 J_1 \cos\varphi_1$

sind mit den Blättern 5 und 7 bereits vollständig festgelegt, und es erübrigt nur noch, sie für die vier Fälle in ihrer Abhängigkeit von der Schlüpfung aufzutragen, wie es in den Diagrammen Nr. 11 und 12 tatsächlich geschehen ist. Daraus lassen sich schon alle jene merkwürdigen Erscheinungen ableiten, die zuerst das Auge des Elektrotechnikers auf die einachsige Schaltung hinlenkten und ihr ein dauerndes Interesse sichern: Wir erkennen nämlich in Übereinstimmung mit der Erfahrung, daß die einachsig geschaltete Maschine als Motor in zwei verschiedenen Tourenbereichen arbeiten kann; beide sind bei kurz geschlossenem Rotor durch eine Zone mit Generatorwirkung getrennt, die mit wachsenden Ankerwiderständen immer mehr und mehr zurücktritt, bis sie endlich ganz verschwindet. Wird also ein Motor bei unbelastetem Anlauf mit Anlasser betätigt, so vermag er unter Umständen — wenn nämlich im kritischen Gebiete genügend Rotorwiderstände eingeschaltet sind — die synchrone Tourenzahl bis auf eine den Leerlaufverlusten entsprechende Schlüpfung zu erreichen, während dieselbe Maschine mit Kurzschlußanker nur etwa bis zum halben Synchronismus heraufläuft. Ist aber der Motor im Leeranlauf tatsächlich fast auf vollen Synchronismus gekommen und wird dann belastet, so tritt er bei einer bestimmten Schlüpfung in ein labiles Gebiet ein und fällt dann sehr rasch ungefähr auf die Hälfte der synchronen

Umlaufzahl ab, wo er wieder stabil wird und sich weiter belasten läßt. Das Maximum des zugeführten Effektes liegt in beiden Zonen der Leistungsaufnahme ungefähr gleich hoch, und da nach dem Verlauf der Stromkurven für die entsprechenden Wirkungsgrade erhebliche Differenzen nicht zu erwarten sind, so werden auch die Maximalwerte der abgegebenen mechanischen Leistung nur wenig voneinander verschieden sein; d. h.: der Motor läßt sich bei der geringeren Umlaufzahl rund bis zum doppelten Drehmoment bremsen wie in dem höheren Tourenbereiche. — Auf eine weitere Diskussion der Netzleistungskurven, die übrigens auch durch Streuungsvermehrung oder den Ohmschen Widerstand einer vorgeschalteten Linie nur quantitativ alteriert werden, müssen wir leider verzichten, da wichtigere Dinge der Erledigung harren.

Da ist vor allem darauf hinzuweisen, daß der $\cos\varphi_1$ auch bei der einachsigen Schaltung durchaus nicht tief liegt, wenn er auch nie so hohe Werte erreicht wie unter den gleichen Bedingungen für den dreiphasigen Rotor. Am besten lehrt dies ein Vergleich der erwähnten Diagramme mit dem Ossanna-Kreis des gewöhnlichen Drehstrommotors, wie denn überhaupt für die Bewertung der Leistungsverhältnisse die normal geschaltete Maschine in den meisten Fällen als Maßstab zu gelten hat. Diagramm 8 der Beilage zeigt daher auch einige Entwürfe von Admittanzdiagrammen des regulären Asynchronmotors, während bezüglich der zugehörigen Daten und Berechnungen auf Seite 61—63 des Anhanges verwiesen werden muß. Auf diese Weise ergeben sich für die behandelten drei Fälle α, β und δ — γ besitzt nämlich für die normale Betriebsschaltung kein Interesse — korrespondierende Daten, von denen wenigstens die wichtigsten zur Bestätigung obiger Behauptung herangezogen werden mögen:

	Rotor dreiphasig:	Rotor einachsig:
α)	$(\cos\varphi_1)_{max} \doteqdot 0{,}92$ bei $s \doteqdot 0{,}075$	$(\cos\varphi_1)_{max} \doteqdot 0{,}85$ bei $s \doteqdot 0{,}1$ bezw. $\doteqdot 0{,}79$ bei $s \doteqdot 0{,}55$
β)	$\doteqdot 0{,}92$ „ $s \doteqdot 0{,}75$	$\doteqdot 0{,}80$ „ $s \doteqdot 0{,}45$ „ $\doteqdot 0{,}85$ „ $s \doteqdot 0{,}95$
δ)	$\doteqdot 0{,}91$ „ $s \doteqdot 0{,}075$	$\doteqdot 0{,}83$ „ $s \doteqdot 0{,}1$ „ $\doteqdot 0{,}75$ „ $s \doteqdot 0{,}55$

Was aber den Techniker vornehmlich interessiert, ist gar nicht so sehr der tatsächliche Phasenwinkel, als vielmehr

Die Kurven des Leistungsfaktors $(\cos\varphi_1)_i$,

dessen Definitionsgleichung folgendermaßen zu schreiben ist:

$$(\cos\varphi_1)_i = \frac{W_s}{3 \cdot \Delta_s \cdot J_s}$$

Dabei bezeichnet: Δ_s den Effektivwert der Phasenspannung, bezogen auf die ins Auge gefaßten Anschlußpunkte der Leitung also:

$$\Delta_s = \sqrt{\Delta_1^2 + \Delta_3^2}$$

bezw. für $R_N = 0$ und $K_N = 0$ ..... $\Delta_s = \Delta_1$;

J_s den Effektivwert des Phasenstromes, also:

$$J_s = \sqrt{J_1^2 + J_3^2};$$

W_s den Mittelwert der Leistungsaufnahme, also:

$$W_s = 3\,\Delta_1 J_1 \cos\varphi_1 - 3\,\Delta_3 J_3 \cos\varphi_3$$

bezw. für $R_N = 0$ u. $K_N = 0$. $W_s = W_1 = 3 \cdot \Delta_1 J_1 \cos\varphi_1$.

Überlegt man nun, daß für kurzgeschlossenen Rotor im Mittel $J_3 = (0{,}8 \sim 0{,}9)\, J_1$ angenommen werden darf, so folgt durchschnittlich:

$$(\cos\varphi_1)_i = \frac{\cos\varphi_1}{\sqrt{1 + \left(\frac{J_3}{J_1}\right)^2}} = (0{,}78 \sim 0{,}74)\cos\varphi_1$$

Der technische Leistungsfaktor ist also bei der einachsigen Schaltung unter allen Umständen schlecht, und es gibt kein Mittel, ihn wesentlich zu verbessern. Der Einfluß der verschiedenen Annahmen $\alpha - \delta$ ist dabei naturgemäß derselbe wie auf den cos des primären Phasenwinkels, und kann aus dem Lineardiagramm Nr. 10 oder den entsprechenden Zahlentafeln ersehen werden. —

Bis hierhin ließen sich die Leistungsverhältnisse schon lediglich auf Grund der bereits erworbenen Kenntnisse und Hilfsmittel verfolgen. Wenn wir aber jetzt zur

Darstellung der mechanischen Leistung und des auf den Rotor übertragenen Drehmomentes

übergehen, so wird es zweckmäßig sein, die genannten Größen vorerst in einfache Formeln einzukleiden, die auf Grund möglichst geringer Voraussetzungen eine punktweise Berechnung der gesuchten Kurven gestatten. Diese könnte zwar auch so schon ohne weiteres vorgenommen werden: Man brauchte ja nur von der Primärleistung die Verluste im Stator, Rotor und eventuell noch in der Leitung in Abzug zu bringen, um die resultierende mechanische Arbeitsabgabe zu erhalten. Aber ganz abgesehen davon, daß dieser Weg die Kenntnis aller drei Ströme voraussetzt, ist es auch physikalisch durchsichtiger, einmal an Hand des „Kombinierten Spannungsdiagrammes" den Energiewandlungen der einachsigen Schaltung tatsächlich nachzugehen; und es wird sich zeigen, daß man so zu ganz analogen Ausdrücken gelangt, wie sie aus der Theorie des Drehstrom-Asynchronmotors längst bekannt sind.

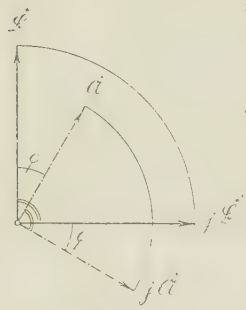


Abb. 16.

An dieser Stelle kommen wir zum ersten Male dazu, aus komplizierteren Vektordiagrammen durch Bildung des sogenannten „skalaren Produktes" Energiegrößen abzuleiten, ein Rechenvorgang, welcher durch eine einfache Multiplikationsformel beherrscht wird. Aus dem Vergleich

mit Abb. 16 erkennt man nämlich ohne weiteres die Richtigkeit folgenden Kommutationsgesetzes:

$$\mathfrak{A} \cdot (j\mathfrak{B}) = -(j\mathfrak{A}) \cdot \mathfrak{B}.$$

Diese Regel mag nun auf das in Abb. 9 a für $s < 0{,}5$ entwickelte Spannungsdiagramm angewendet werden, welches übrigens genau zu denselben Ergebnissen führt, wie der in der folgenden Figur behandelte Fall.

Der Ausdruck für die Primärleistung lautete:

$$W_1 = 3 \cdot \dot{A}_1 \cdot \dot{J}_1$$

oder mit Benützung der dritten Grundgleichung:

$$\dot{A}_1 = \dot{J}_1 (r_1 - jK_1) - jK_{21}\dot{J}_2 \quad \ldots\ldots\ldots \quad \text{III.}$$

$$W_1 = 3 \cdot J_1^2 r_1 - 3\dot{J}_1 (jK_{21}\dot{J}_2);$$

das letzte Glied läßt sich aber nach dem vorigen auch schreiben:

$$-3\dot{J}_1 (jK_{21}\dot{J}_2) = +(j3K_{21}\dot{J}_1)\cdot\dot{J}_2 = (jK_{12}\dot{J}_1)\cdot\dot{J}_2,$$

oder, wenn man die zweite Grundgleichung:

$$jK_{12}\dot{J}_1 = \dot{J}_2\left(\frac{r_2}{s} - jK_2\right) - jK_{12}\dot{J}_3' \quad \ldots\ldots\ldots \quad \text{II.}$$

zu Rate zieht:

$$+(jK_{12}\dot{J}_1)\cdot\dot{J}_2 = J_2^2\frac{r_2}{s} - (jK_{12}\dot{J}_3')\cdot\dot{J}_2$$

$$= J_2^2\frac{r_2}{s} + 3(jK_{21}\dot{J}_2)\cdot\dot{J}_3'.$$

Mit Hilfe der ersten Hauptgleichung:

$$jK_{21}\dot{J}_2 = -j\dot{J}_3' K_3 - \dot{J}_3'\frac{r_3}{1-2s}$$

folgt endlich:

$$(jK_{12}\dot{J}_1)\cdot\dot{J}_2 = J_2^2\frac{r_2}{s} - 3J_3^2\frac{r_3}{1-2s};$$

also im ganzen:

$$W_1 = 3J_1^2 r_1 + J_2^2\frac{r_2}{s} - 3J_3^2\frac{r_3}{1-2s}$$

$$= [3J_1^2 r_1 + J_2^2 r_2 + 3J_3^2 r_3] + \left[(1-s)\left(J_2^2\frac{r_2}{s} - 6J_3^2\frac{r_3}{1-2s}\right)\right].$$

Da aber bei Vernachlässigung der Eisenverluste das Glied in der ersten Klammer die gesamten elektrischen Verluste umfaßt, so muß der zweite Klammerausdruck der auf den Rotor übertragenen mechanischen Leistung gleich sein, und damit haben wir die gesuchte Beziehung aufgefunden:

$$W_{2m} = (1-s)\left(J_2^2\frac{r_2}{s} - 6J_3^2\frac{r_3}{1-2s}\right) \ldots \text{E)} \quad \text{„Fünfte Hauptgleichung.“}$$

Das Motordrehmoment inklusive Reibungsmoment ergibt sich daraus zu:

$$D^{mkg} = \frac{W_{2m}}{9{,}81 \cdot 2\pi \frac{n_2}{60}} = \frac{1}{9{,}81 \cdot 2\pi \frac{n_1}{60}} \left(J_2^2 \frac{r_2}{s} - 6 J_3^2 \frac{r_3}{1 - 2s} \right) \ldots F.)$$

„Sechste Hauptgleichung."

Mit Hilfe der ersten Hauptgleichung ließe sich zwar der Klammerausdruck noch etwas umgestalten:

$$J_2^2 \frac{r_2}{s} - 6 J_3^2 \frac{r_3}{1 - 2s} = J_2^2 \left[\frac{r_2}{s} - \frac{2}{\sigma} \cdot \frac{r_3}{1 - 2s} \cdot \frac{K_1 K_2}{K_3^2 + \left(\frac{r_3}{1 - 2s} \right)^2} \right]$$

$$= 3 J_3^2 \left[\sigma \frac{r_2}{s} \cdot \frac{K_3^2 + \left(\frac{r_3}{1 - 2s} \right)^2}{K_1 K_2} - 2 \frac{r_3}{1 - 2s} \right];$$

doch fällt in der Regel die Benützung der neuen Hauptgleichungen in der ursprünglichen Form am leichtesten. Erforderlich für die Berechnung der einschlägigen Kurven sind dann nur das Hyperbeldiagramm $\Delta_1 = f(s)$ und die Grade $J_2 = f(s)$ für $J_3' = \text{const}$, welche ohnehin auf alle Fälle zuerst aufgesucht werden müssen. Über die so gewonnenen Zahlen-Tabellen und die entsprechenden Kurven der Diagramme 13 und 14 ist wenig zu sagen. W_{2m} spiegelt einfach die anläßlich W_1 besprochenen Gesetzmäßigkeiten wieder. Auch über den Charakter der Momentenlinie hatten wir uns seinerzeit schon ein Urteil gebildet und finden nun unsere Schlüsse nach der quantitativen Seite hin ergänzt. Auf die Frage der Tourenregulierung, an deren Möglichkeit nach dem Verlauf der Kurve β nicht zu zweifeln ist, kann an dieser Stelle nicht näher eingegangen werden; besonders hervorgehoben sei nur noch das Ergebnis der Annahme γ, die überhaupt speziell mit Rücksicht auf die Drehmomentencharakteristik durchgerechnet wurde. Neben anderen Eigentümlichkeiten springt nämlich vor allem die Tatsache in die Augen, daß das mittlere Anlaufmoment, als welches wir den Wert $D_{s=1}$ trotz des Versagens unserer Gleichungen[1]) ansprechen dürfen, durch den Ohmschen Widerstand der Linie oder einen entsprechenden Vorschaltwiderstand nicht vermindert wird. Im Gegenteil, es erscheint gegenüber dem Normalfall α) nicht unbeträchtlich gewachsen, trotz Reduktion sämtlicher Stromgrößen. Wäre es also vielleicht möglich, einen belasteten Motor mit einphasig gewickeltem oder einachsig geschaltetem Anker mittels Statorwiderständen anzulassen? — ein Problem, welches für den Verwendungsbereich der einachsigen Schaltung interessante Perspektiven eröffnet, aber leider wie so manches andere im Rahmen dieser Arbeit keinen Platz finden kann. — Endlich wird man auch hier nur ungern einen Vergleich mit

1) Vgl. Seite 10.

der regulären Schaltung missen, und so mögen wenigstens die maximalen Momente zwischen Synchronismus und Stillstand einander gegenübergestellt werden, obwohl bei der völlig ungleichen Ausnützung des Maschinenmodelles daraus nicht viel zu entnehmen ist:

	Rotor dreiphasig:	Rotor einachsig:
α)	$D_{max} = 1{,}35$ mkg bei $s \div 0{,}3$	$D_{max} = 0{,}61$ mkg bei $s \div 0{,}2$ bezw. $= 1{,}19$ mkg bei $s \div 0{,}6$
β)	$0{,}89$ „ „ $s = 1{,}0$	$0{,}23$ „ „ $s \div 0{,}45$ „ $0{,}59$ „ „ $s = 1{,}0$
γ)	— —	$0{,}46$ „ „ $s \div 0{,}15$ „ $1{,}02$ „ „ $s \div 0{,}7$
δ)	$1{,}18$ „ „ $s \div 0{,}25$	$0{,}55$ „ „ $s \div 0{,}2$ „ $1{,}05$ „ „ $s \div 0{,}6$

Daß die geringere Belastungsfähigkeit der behandelten Schaltung ihren Grund nicht in größeren Kupferverlusten hat, beweisen

Die Kurven des Wirkungsgrades $\eta_{Mot} = \frac{W_{2m}}{W_s}$ bezw. $\eta_{Gen} = \frac{W_s}{W_{2m}}$

(Nr. 15 der Beilage), welche die Serie der theoretischen Diagramme beschließen; in diesem Punkte sind vielmehr beide Schaltungen einander ziemlich ebenbürtig, und wenn sich vielleicht in der Praxis auf Grund von Laboratoriumsversuchen ein anderes Urteil gebildet haben sollte, so dürfte das eine Folge von Nebenerscheinungen sein, wie sie in dem folgenden Schlußkapitel, wenn auch nur oberflächlich, berührt werden sollen.

	Rotor dreiphasig:	Rotor einachsig:
α)	$(\eta_{Mot})_{max} = 0{,}955$ bei $s \div 0{,}02$	$(\eta_{Mot})_{max} = 0{,}95$ bei $s \div 0{,}02$ bezw. $= 0{,}84$ bei $s \div 0{,}515$
β)	$0{,}88$ „ $s \div 0{,}2$	$0{,}865$ „ $s \div 0{,}075$ „ $0{,}65$ „ $s \div 0{,}510$
γ)	— —	$0{,}92$ „ $s \div 0{,}02$ „ $0{,}87$ „ $s \div 0{,}515$
δ)	$0{,}955$ „ $s \div 0{,}02$	$0{,}93$ „ $s \div 0{,}02$ „ $0{,}84$ „ $s \div 0{,}515$

III. Die Rückwirkung des einachsig geschalteten Motors auf das Netz.

Wir können die Theorie der einachsigen Schaltung nicht abschließen, ohne uns wenigstens flüchtig über einen Fall Rechenschaft zu geben, der zwar für die Praxis vollkommen belanglos ist, dagegen bei Laboratoriumsversuchen die Regel bilden dürfte. Ich meine die Vertretung des bisher vorausgesetzten Drehstromnetzes durch einen einzigen Synchrongenerator gleicher Größe mit dem betrachteten Motor. Das scheint prinzipiell keinen besonderen Unterschied zu bedeuten, und beeinflußt auch wirklich die Ergebnisse der vorausgeschickten Theorie qualitativ nur unmerklich; quantitativ dagegen macht sich die Wirkung der neuhinzutretenden Nebenerscheinungen leider recht deutlich fühlbar, so daß die folgenden Ableitungen

wohl oder übel zu Rate gezogen werden müssen, wenn es sich um die Beurteilung derartiger Laboratoriumsversuche handelt.

Wenn wir also jetzt die Vernachlässigung $R_N = 0$ und $K_N = 0$ fallen lassen, so ist die nächste Frage: Welche Werte sind diesen Größen zu geben? Hierauf ist die Antwort freilich nicht leicht zu finden; rechnungsmäßig schon gar nicht, denn die Verhältnisse liegen so überaus verwickelt, daß eine analytische Behandlung von vornherein wenig Verlockendes hat. Überlegen wir uns nur folgendes:

Der Strom J_3 mit $\nu_3 = \nu_1 (1 - 2s)$ Perioden, welcher dem Stator des Asynchronmotors induziert wurde, zirkuliert auch in der Statorwicklung des Generators, wenn dieser mit rotierendem Polrad angenommen wird. Nun besitzt der Rotor der synchronen Maschine in seiner Magnetwicklung eine gewöhnliche Einphasenwicklung, die über die Erregermaschine eine Batterie oder dergleichen kurzgeschlossen ist. Da er außerdem zwangläufig die synchrone Tourenzahl n_1 innehält, stellt er gegenüber dem mit ν_3 Perioden gespeisten Stator den einachsig geschalteten Anker einer asynchronen Maschine dar, welche mit einer Schlüpfung $s' = -\frac{2s}{1-2s}$ betrieben wird. Das ganze Problem entpuppt sich also als eine regelrechte Kaskade zweier asynchronen Maschinen in der einachsigen Schaltung, nicht unähnlich derjenigen, wie sie aus der Praxis der Drehstrombahnen längst bekannt ist. Nur liegen jetzt die Statoren in Serie und sind die Rotoren nicht starr gekuppelt. Dafür ist aber dem Magnetrad eine feste Umlaufzahl aufgenötigt, wodurch die Kaskade wieder eindeutig beschrieben ist.

Alles weitere folgt nun nach derselben Gedankenkette, wie sie schon der Ableitung der Spannungsdiagramme vorausgeschickt wurde: Der Strom J_3 induziert den kurzgeschlossenen Erregerwindungen einen Strom von der Periodenzahl $\nu_3 \cdot s' = \nu_1 \cdot 2s$, welcher mit J_4 bezeichnet werden mag. Dieser erzeugt zwei gegenläufige Drehfelder, die gegenüber dem ruhenden Stator mit $n_1 (1 - 2s)$ und $n_1 (1 + 2s)$ Touren umlaufen. Das letztgenannte transformiert in den Stator des Generators einen Strom J_5 der Periodenzahl $\nu_1 (1 + 2s)$, der auch die Ständerwicklung des Asynchronmoters durchfließt. Demgemäß führt dessen Rotor noch einen weiteren Strom J_6 mit $\nu_1 \cdot 3s$ Perioden, dem wieder auf dem Umwege über zwei gegenläufige Drehfelder ein neuer Statorstrom J_7 der Periodenzahl $\nu_1 (1 - 4s)$ entspricht. Dann folgen Statorströme mit $\nu_1 (1 + 4s)$, $\nu_1 (1 - 6s)$, $\nu_1 (1 + 6s)$, $\nu_1 (1 - 8s)$ usw. bzw. Ankerströme mit $\nu_1 \cdot 5s$, $\nu_1 \cdot 7s$, $\nu_1 \cdot 9s$ usw. Perioden, und so setzt sich die Kette der Ströme ins Unendliche fort, wenn die Tourenzahlen n_1 und n_2 inkomensurabel sind.

Es wird darauf verzichtet werden müssen, die Theorie dieser Erscheinungen halbwegs vollständig zu liefern. Das ist aber für unsere Zwecke auch gar nicht nötig. Wir verlangen nur qualitative Ergebnisse, und zu diesen führt ein viel weniger umständlicher Weg.

Um den Strom J_3 durch die Statorwicklung des Generators zu treiben, ist eine Klemmenspannung $\dot{A}_3 = \dot{J}_3(R_N''' - jK_N'''(1-2s)^1)$ erforderlich, welche mit dem Ohmschen Spannungsabfall $\dot{E}_3'_R$, der Selbstinduktionsspannung $\dot{E}_3' \cdot (1-2s)$ und der von J_4 induzierten EMK der Wechselinduktion $\dot{E}_{43}'(1-2s)$ ein geschlossenes Spannungspolygon bildet (vgl. Abb. 17). Wenn sich nun auch J_3 seinerzeit nicht viel kleiner herausstellte als J_1, so wird doch A_3 nach einer ganz rohen Schätzung 10—20% von A_1 kaum übersteigen, was übrigens auch später beschriebene Versuche bestätigten. Die Selbstinduktion des Generators ist nämlich, wie allgemein bei synchronen Maschinen, aus naheliegenden Gründen nicht annähernd so groß wie bei asynchronen Motoren. Um so mehr muß der um den Einfluß der Wechselinduktion zwischen Magnetrad und Ständer verminderte Betrag K_N''' wesentlich kleiner als K_1 angenommen werden; das Korrektionsglied $\frac{K_3}{K_1} = 1 + \frac{K_N'''}{K_1}$ wird also von der Einheit nicht besonders viel abweichen, während R_N''' natürlich von gleicher Größenordnung wie r_1 selbst ist.

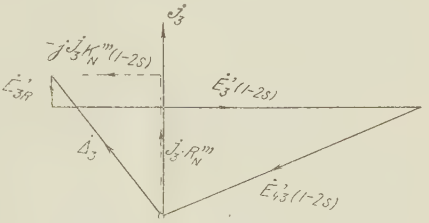


Abb. 17.

In welcher Weise R_N''' und K_N''' außerdem noch mit der Schlüpfung variieren, entzieht sich der näheren Beurteilung. Wenn aber die bisherigen Ableitungen stichhaltig sind, so läßt sich wenigstens so viel behaupten: Einem übersynchronen Gang des Drehstrommotors zwischen $s = 0$ und $s = -\infty$ entspricht ein Untersynchronismus des als zweite asynchrone Maschine fungierenden Generators zwischen $s' = 0$ und $s' = 1$. Nun nimmt aber der einachsig geschaltete Motor bei nicht zu großen Schlüpfungen elektrische Energie auf, und verrichtet dafür mechanische Arbeit. Für mäßigen Übersynchronismus des untersuchten Drehstrommotors wird also dem Generator elektrische Energie zugeführt und dadurch seine Antriebsmaschine entlastet; was soviel heißt als: R_N''' und W_3 werden in dem fraglichen Gebiete als positive Größen erhalten, wenn wir uns der bereits festgesetzten Vorzeichen bedienen. — Läuft dagegen der Drehstrommotor zwischen vollem und halbem Synchronismus, so bewegt sich der Generator — immer als asynchrone Maschine betrachtet — über die Zone der Generatorwirkung hin von $s' = 0$ bis $s' = \mp\infty$, gibt also bis in die Nähe von $s = 0{,}5$ elektrische Leistung an den Motor ab, was in der Einführung von R_N''' und W_3 als negativer Größen seinen Ausdruck findet. — Überschreitet endlich die Rotorschlüpfung den Wert von 50% und wird größer

1) Der neue Index ''' entspricht der Erkenntnis, daß R_N und K_N für die einzelnen Statorströme höherer Ordnung bei ein und derselben Tourenzahl verschiedene Werte aufweisen.

und größer bis $s = \infty$, so bestreicht der Generator das Tourengebiet zwischen $s' = \infty$ und $s' = 1$, beansprucht also sowohl die Versorgung mit mechanischer wie mit elektrischer Energie. Letztere ist durch den Motor zu decken, so daß in diesem Bereiche R_N''' und W_3 abermals positiv auftreten.

„Das ist alles recht schön," wird man sagen; „aber was ist mit diesen Resultaten praktisch anzufangen?" — Nun, sie lassen sich experimentell nachprüfen und liefern so eine wertvolle Bestätigung auch dieses Zweiges unserer Theorie. Denn wenn wir vorgreifend bemerken, daß die Leistungsverhältnisse der übrigen Statorströme nur eine untergeordnete Rolle spielen, so wird man die Differenz zwischen der resultierenden Leistungszufuhr W_s und der primären Generatorleistung W_1 zum großen Teil auf das Konto der eben diskutierten Größe $W_3 = J_3^2 \cdot R_N$ setzen dürfen, und damit sind schon einige Grundlagen für die Beurteilung der später beschriebenen Laboratoriumsversuche gegeben. —

Doch nehmen wir den früheren Faden der Darstellung wieder auf! Wir hatten uns über die Größenordnung von R_N''' und K_N''' orientiert und treten nun mit den gewonnenen Ergebnissen in die dritte Hauptgleichung ein. Nachdem nämlich bisher alle Werte auf $\dot{J}_3'$ reduziert wurden, empfiehlt es sich auch hier, als erstes den Einfluß der Kaskade auf den genannten Strom ins Auge zu fassen.

Auf S. 28 wurde abgeleitet:

$$\dot{\Delta}_1 = \dot{J}_3' \left[\left(r_1 \left(\sigma \frac{K_3}{K_1} - 1 \right) - j K_1 \left(\sigma \frac{K_3}{K_1} - \frac{K_3}{K_1} - 1 \right) \right) + \frac{1}{s(1-2s)} \left(\ldots\ldots \right) \right] \ldots . \text{ C)}$$

Wer die Konstruktion der Diagramme oder die zugehörigen Zahlentafeln näher verfolgt hat, wird als das weitaus wichtigste Glied der angeschriebenen Vektorensumme die Größe

$$- \dot{J}_3' \left(j K_1 \left(\sigma \frac{K_3}{K_1} - \frac{K_3}{K_1} - 1 \right) \right)$$

noch in Erinnerung haben. Die Angelegenheit ist indes so wichtig, daß es sich lohnt, noch einmal etwas länger dabei zu verweilen. — Bekanntlich liefert die Auflösung der Gleichung C für $\dot{J}_3' = \text{const}$ eine Hyperbel, wenn für R_N und K_N konstante Mittelwerte eingesetzt werden. Dieser Kegelschnitt läßt sich mit einer für den hier beabsichtigten Überschlag ausreichenden Genauigkeit durch eine doppelt durchlaufene Gerade ersetzen, welche in einem Abstande $J_3 K_1 \left(\sigma \frac{K_3}{K_1} - \frac{K_3}{K_1} - 1 \right)$ parallel zur Ordinatenachse $\dot{J}_3'$ gezogen wird. Darnach liefert das Admittanzendiagramm $\dot{J}_3' = F(s)_{\dot{\Delta}_1 = \text{const}}$ einen doppelt beschriebenen Kreis durch den Koordinatenanfangspunkt, dessen Durchmesser

$$\frac{\dot{\Delta}_1}{K_1 \left(\sigma \frac{K_3}{K_1} - \frac{K_3}{K_1} - 1 \right)},$$

als Maßstab für die Größenordnung von J_3' angesprochen werden darf. Ein einfaches Zahlenbeispiel wird am besten zeigen, wie überaus schwer die Generatorrückwirkung gerade für diese Größe ins Gewicht fällt. Nehmen wir z. B. an, K_N''' betrage $1-2\,\%$ von K_1, ein Fall, der unseren Erfahrungen nach sicherlich nicht zu ungünstig genannt werden kann, so beträgt der Korrektionsfaktor

$$\frac{K_3}{K_1} = 1{,}01 \backsim 1{,}02$$

und setzt man des weiteren $\sigma = 2\,(1+\sigma_1)(1+\sigma_2) = 2{,}10$, so wird:

$$J_{3\,\max} = \frac{\Delta_1}{K_1\,(1{,}1\cdot 1{,}01 - 1)} \backsim \frac{\Delta_1}{K_1\,(1{,}1\cdot 1{,}02 - 1)}$$

$$\text{oder: } J_{3\,\max} = \;\; 9{,}1\,\frac{\Delta_1}{K_1} \backsim 8{,}3\,\frac{\Delta_1}{K_1};$$

anstatt für $\frac{K_3}{K_1} = 1{,}0$: $J_{3\,\max} = 10{,}0\,\frac{\Delta_1}{K_1}$.

In diesem Falle überschätzt man also bei Vernachlässigung der Generatorrückwirkung den Wert von J_3 schon um $10 \backsim 20\,\%$. Die Einführung derselben Zahlenwerte in die Formeln A u. B für J_2 und J_1, die ja ebenfalls J_3 proportional sind, würde ergeben, daß diese große Abweichung auch nicht annähernd durch die jetzt im Zähler auftretenden Fehlerglieder $\frac{K_3}{K_1}$ und $\frac{r_3}{r_1}$ kompensiert wird. Es bleibt vielmehr das Ergebnis bestehen, daß die sämtlichen Ströme J_1, J_2 und J_3 durch die Generatorenrückwirkung unter sonst gleichen Umständen ganz erhebliche Reduktionen erfahren. Wer den außerordentlich starken Einfluß der Reaktanz einer vorgeschalteten Linie auf das Verhalten des gewöhnlichen Drehstrommotors kennt, den können diese Verhältnisse nicht überraschen.

Nach dem vorigen läßt sich auch unschwer die Beeinflussung der Drehmomenten-Charakteristik übersehen, wenn sie auch zahlenmäßig schwer zu fassen ist. Der Grund dafür liegt darin, daß in dem Ausdruck für das von J_3 herrührende Moment:

$$D_{J_3} = C\cdot J_3{}^2\cdot \frac{r_3}{1-2s}$$

die Größe $r_3 = r_1 + R_N'''$ der Schätzung unzugänglich blieb; immerhin läßt sich voraussehen, daß der günstige Einfluß von R_N''' die Folgen der Überschätzung von J_3 bei Vernachlässigung der Kaskade nicht zu kompensieren, geschweige denn zu überwiegen vermag.

Freilich sind wir damit noch nicht zu Ende. Fast noch wichtiger ist nämlich die Feststellung der Größenordnung jener neu hinzutretenden Ströme, die wir kurzerhand als „Parasitströme“ zusammenfassen wollen. Die Ströme in den Erregerwindungen des Generators interessieren hier nicht weiter. Ihre direkte Wirkung erstreckt sich nur auf die Antriebs-

maschine des Generators, insofern sie mit den Parasitströmen des Ständers Drehmomente ausbilden. Der erste dieser Statorströme ist J_5. Er steht bezogen auf den Generator zu J_3 in demselben Verhältnis, wie J_3 zu J_1 bezogen auf den Motor. Vertauscht man daher die Indizes entsprechend, so lassen sich die früheren Gleichungen auch hier anwenden. Mit diesen Änderungen wird aus Gleichung B), wenn Kg die Statorreaktanz des Synchrongenerators bezeichnet:

$$\dot{J}_3 = \dot{J}_5' \left[\left(\sigma \frac{K_5}{Kg} - 1 \right) + \ldots \text{ usw.}, \right.$$

die weiteren Glieder kommen für diese Überschlagsrechnung nicht mehr in Betracht. — Nun ist nach dem früheren K_5 wahrscheinlich nicht unbeträchtlich größer als Kg. Ferner erreicht σ für den Drehstromgenerator schon allein wegen der großen Streuung im Polzwischenraum erhebliche Werte. Die Folge ist, daß J_5 bereits wesentlich kleiner ausfällt als J_3, wenn sich auch leider die Verhältnisse quantitativ schwer schätzen lassen. Das gilt aber erst recht für die Parasitströme höherer Ordnung; dieselben werden also zum Effektivwert des Stator- bezw. Rotorstromes wie auch zum resultierenden Drehmoment nur noch wenig beitragen. Es würde gewiß interessieren, wenn es einem geschickten Experimentator gelänge, den zeitlichen Verlauf der resultierenden Stromkurven mittels Oszillographen oder dergleichen über ein paar Umdrehungen hinaus aufzunehmen. Die „Mathematische Behandlung periodischer Naturerscheinungen“ kennt verschiedene Verfahren, die auf Grund eines derartigen Diagrammes die „Bestimmung der versteckten Periodizitäten“, in unserem Falle der Parasitströme, gestatten.

Weiter auf die Frage der Generatorrückwirkung einzugehen, verbietet die Gedrängtheit der Darstellung. Überhaupt muß immer wieder betont werden: Praktisch hat die ins Auge gefaßte Kaskade keinerlei Bedeutung; wichtig ist nur das Gesamtergebnis, welches wohl als feststehend betrachtet werden kann:

Laboratoriumsversuche mit direkter Hintereinanderschaltung eines Synchrongenerators und eines Asynchronmotors gleicher Größe mit einachsigem Anker vermögen das Verhalten derselben Maschine beim Anschluß an ein größeres Netz quantitativ nur sehr ungenau wiederzugeben. Da dieser Punkt bisher wahrscheinlich noch keine Beachtung gefunden hat, muß man mit einem definitiven Urteil über die praktische Brauchbarkeit der einachsigen Schaltung jedenfalls noch vorsichtig sein. Hat freilich ein Netz nicht nur Kraftbetriebe, sondern auch Lichtbetriebe mit Energie zu versorgen, so ist die behandelte Schaltung wohl unter allen Umständen ausgeschlossen; denn der in die Fernleitung entsandte sekundäre Statorstrom, oder gegebenenfalls auch die Parasitströme höherer Ordnung besitzen eine geringere Frequenz wie der Primärstrom und würden unangenehme Helligkeitsschwankungen verursachen. Dagegen wird die einachsige Schaltung erst noch einmal mit der Kaskadenschaltung in bezug auf Wirtschaftlichkeit zu vergleichen sein, mit welcher sie im übrigen qualitativ fast

identische Betriebskurven liefert. Herr Professor Ossanna machte mich auf diese auffallende Tatsache aufmerksam und fügte auch gleich eine innere Begründung hinzu; doch muß begreiflicherweise diese ganze Angelegenheit einer späteren Arbeit überlassen bleiben.

D. Experimentelle Untersuchungen.

Mit der schätzungsweisen Berücksichtigung der Generator-Rückwirkung sollen die analytischen Untersuchungen und damit überhaupt die Theorie der einachsigen Schaltung abgeschlossen werden; sie noch weiter zu vertiefen, entspräche nicht der tatsächlichen Bedeutung des Problems. Viel wichtiger erscheint die experimentelle Bestätigung der abgeleiteten Resultate, die auch im Anschluß an die bereits vorliegende Theorie für den dort behandelten Motor mit Erfolg in Angriff genommen wurde. Es gereicht mir an dieser Stelle zur besonderen Freude, den Studierenden der Elektrotechnik, Herrn Gut und Herrn Bauer, meinen besten Dank aussprechen zu können für die bereitwillige Unterstützung bei den folgenden Messungen, welche nur infolge ihrer tätigen Mithilfe mit der wünschenswerten Genauigkeit durchgeführt werden konnten.

Es handelte sich dabei im wesentlichen um zwei voneinander unabhängige Versuchsreihen. Die erste war rein qualitativer Natur und erstreckte sich auf

Die Erscheinungen beim unbelasteten Anlauf des Motors.

In Übereinstimmung mit der Theorie lieferte sie das Resultat, daß bei einer bestimmten, für alle Versuche konstant gehaltenen Betriebsspannung der ohne Anlasser eingeschaltete Motor nur etwa die halbe synchrone Tourenzahl zu erreichen vermag. Doch gibt es einen kritischen Rotorwiderstand r_{2K}, bei welchem der Anker die aus der früher abgeleiteten Drehmomentenkurve bekannte kritische Zone eben noch durchläuft und die volle synchrone Umlaufzahl bis auf den bekannten Schlupf des Leerlaufes erreicht. Dieser kritische Widerstand ließ sich ziemlich genau einstellen und ergab das auffallende Resultat (vgl. die schematisierte Anlauf-Tourenkurve in Abb. 18), daß der Motor dabei das labile Gebiet stets unter ziemlich bedeutenden Geschwindigkeitsschwankungen passierte. Der eigentümliche Kurvenverlauf erklärt sich indes ganz ungezwungen, wenn man bedenkt, daß in dem fraglichen Gebiet $D_{J_3} = C \cdot J_3{}^3 \frac{r_3}{2s-1}$ negativ wird, während $D_{J_2} = C \cdot J_2{}^2 \cdot \frac{r_2}{s}$ wie immer für Untersynchronismus positiv, und zwar im Verhältnis zu D_{J_3} um so größer ausfällt, je größer

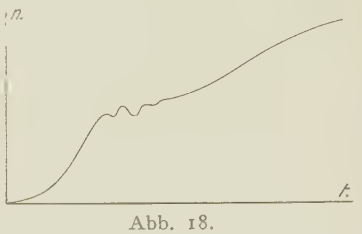


Abb. 18.

unter sonst gleichen Verhältnissen r_2 gewählt wird. Die allmähliche Steigerung dieses Widerstandes muß also auf eine Anlasserstellung führen, bei welcher der zeitliche Mittelwert des Momentes zwar noch immer negativ bleibt, aber nur noch kleine Werte erreicht. Überlegt man weiter, daß in der Nähe der halben synchronen Tourenzahl das Drehmoment relativ sehr langsamen Pulsationen unterliegt, so wird auf alle Fälle damit zu rechnen sein, daß der Motor entweder gleich oder nach Ablauf einiger Perioden die kritische Zone zu einer Zeit betritt, wo die Summe der Augenblickswerte $d_{J_2} + d_{J_3} + \ldots$ positiv wird und größer wie das widerstehende Reibungsmoment, also den Anker noch weiter beschleunigt; nähert sich dann $\Sigma(d)$ wieder seinem Minimum, so werden die rotierenden Massen von neuem verzögert, im allgemeinen aber nicht bis zu der vor Eintritt in das labile Gebiet erreichten Tourenzahl. Dasselbe Spiel wiederholt sich noch einige Male, und unter mehreren rasch abklingenden Geschwindigkeitsschwankungen durchläuft der Rotor den kritischen Tourenbereich. — Wird $r_2 > r_{2K}$ eingestellt, so fällt das mittlere Moment bald überhaupt nicht mehr negativ aus, die Intensität der Tourenschwankungen nimmt sehr rasch ab und verschwindet schließlich ganz dem Auge des Beobachters. Das bestätigte auch die weitere Fortsetzung der experimentellen Prüfung, und zwar scheint dieser Fall beim langsamen Anlaßvorgang mit normal gestuften Ankerwiderständen die Regel zu bilden.

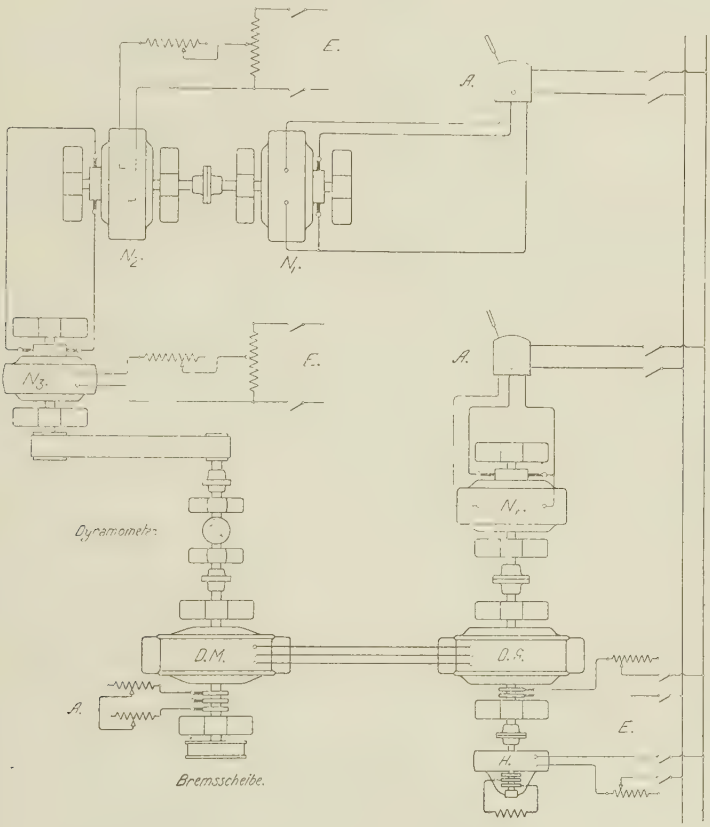
Endlich ließ sich auch noch der Einfluß des Ohmschen Widerstandes einer vorgeschalteten Linie genau verfolgen. Bei einem Rotorwiderstand vermochte nämlich der Motor bei vorgeschalteter Netzresistanz die kritische Zone im Leeranlauf nicht mehr zu überwinden, während er sie ohne dieselbe mit den beschriebenen Geschwindigkeitsschwankungen eben noch passierte. Das ist wiederum eine qualitative Bestätigung der Theorie, nach der ja unter sonst gleichen Umständen D_{J_3} mit r_3 proportional zunimmt.

Die zweite umfangreichere Versuchsreihe verfolgte den Zweck, eine

Quantitative Prüfung der Hauptpunkte der Theorie

zu ermöglichen. Die hierfür gewählte Versuchsanordnung entsprach der Notwendigkeit, das Verhalten des Motors in der einachsigen Schaltung in einem möglichst weiten Tourenbereiche zu untersuchen. Um also auch für den Generatorzustand Messungen vornehmen zu können, wurde der Motor unter Zwischenschaltung eines von Professor Ossanna konstruierten Torsionsdynamometers durch Riementrieb mit einer fremderregten Gleichstrommaschine gekuppelt, welcher nach Art der Ward-Leonard-Schaltung ihre Klemmenspannung durch eine besondere Wendepolmaschine aufgedrückt wurde. Im übrigen ergab sich die Schaltung der Maschinenaggregate zwangläufig aus den gesteckten Zielen, wie Abb. 19 in schematisierter Darstellung zeigt: Lief *DM* als Motor, so trieb er mit seinem um die Reibungsverluste auf dem Zwischenwege verminderten Drehmoment N_3 an, welches seinerseits N_2 mit Strom beschickte, so daß N_3, N_1 und natürlich *DG*

als Generatoren, N_2 und N_4 dagegen als Motore fungierten. Arbeitete dagegen DM als Generator, so lieferte er Strom der primären Periodenzahl an DG zurück, und die Leistungsverhältnisse kehrten sich dementsprechend gerade um. Über die Verwendung des als „Hilfsmaschine“ H bezeichneten kleinen Zusatzgenerators wird sogleich die Rede sein, wenn wir zur Besprechung der vorgenommenen Versuche im einzelnen übergehen. Zuvor



N Gleichstrom-Nebenschlußmaschine DM Drehstrom-Asynchronmotor
DG Drehstrom-Synchrongenerator H Hilfsmaschine
E Erregung A Anlasser

Abb. 19.

müssen wir aber noch einmal daran erinnern, daß ganz abgesehen von unvermeidlichen Meßfehlern die Grenzen des Begriffs „Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment“ nicht zu eng gezogen werden dürfen. Denn erstens vernachlässigte unsere Theorie die Eisenverluste überhaupt, zweitens wurde der reduzierte Luftraum δ'', also auch die Reaktanzen und was noch bedenklicher ist, die Streuungskoeffizienten unveränderlich vorausgesetzt, eine Annahme, die bei der Ausdehnung des bestrichenen Tourengebietes sicherlich nicht mehr zutrifft. Drittens aber, und das ist

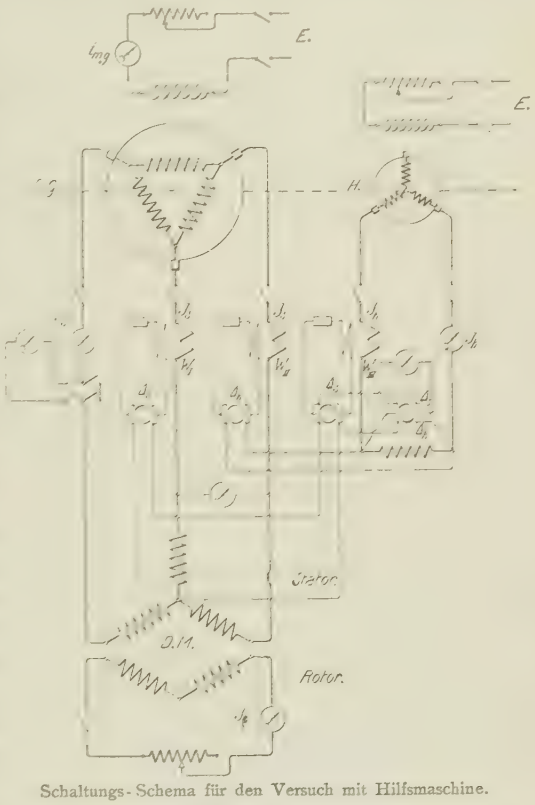
der wichtigste Punkt, kam gerade bei der verwendeten Symchronmaschine entsprechend ihrem großen Spannungsabfall die Generatorrückwirkung stark ins Spiel.

Mit diesem Vorbehalt legen wir auf Seite 64—70 des Anhanges unsere Meßresultate vor, wobei die Werte der Spannungen und Ströme, Tourenzahlen und Drehmomente bereits nach den Aichkurven der benutzten Instrumente korrigiert sind. Die erste dieser Tabellen (Nr. 9) im Verein mit Abb. 21 und den zugehörigen Diagrammen Nr. 1 und 2 der Beilage gibt die **Aufnahme der Strom- und Leistungsverhältnisse der Statorseite** wieder. Da für praktisch vorkommende Fälle, wie schon erwähnt, fast immer $\Delta_3 = 0$ und $\Delta_1 = \text{const}$ gesetzt werden darf, empfahl sich die letztere Bedingung auch als Grundlage sämtlicher Versuche. Um sie aber erfüllen zu können, mußte zunächst ein Mittel gefunden werden, um Δ_1 und Δ_s, bezw. J_1 und J_s zu trennen, da an sich die Instrumente nur die Effektivwerte $\Delta_s = \sqrt{\Delta_1^2 + \Delta_3^2 + \ldots}$ bezw. $J_s = \sqrt{J_1^2 + J_3^2 + \ldots}$ anzeigen. Das gelingt in der Tat, wenn eine Hilfsmaschine mit verdrehbarem Stator zur Verfügung steht, die zwangläufig synchron mit der Periodenzahl des Netzes rotiert, und diese war für unsere Versuche durch direkte Kupplung eines kleinen Synchrongenerators *H.* mit der Hauptmaschine *DG.* gegeben. Die weitere Schaltung kann dem vereinfachten Schema von Abb. 20 entnommen werden, wonach die Trennung der elektrischen Größen mit den Periodenzahlen ν_1 und $\nu_1(1-2s)$ ... durch Vergleichung der 3 Wattmeterablesungen W_I, W_{II} und W_{III} erfolgt.

Die Hauptstromspule des Wattmeters W_{III} wird nämlich vom Strome J_h der induktionsfrei belasteten Hilfsmaschine durchflossen, so daß die Vektoren J_h und Δ_h gleiche Phase besitzen, während die Spannungsspule an der Sternspannung des Stators liegt, also alle Wechselzahlen führt. Nun ist zwar $\Delta_s = \sqrt{\Delta_1^2 + \Delta_3^2 + \ldots}$; da aber J_h nur mit der primären Periodizität ν_1 pulsiert, entspricht dem Ausschlag des Wattmeters doch nur ein Leistungsbetrag $W_{III} = J_h \cdot \Delta_1 \cdot \cos \sphericalangle J_h, \Delta_1$. Wird demnach mittels der Erregung der Hilfsmaschine ein fester Wert J_h und durch Verdrehung ihres Stators auf ein Maximum des Ausschlages eingestellt, so ist der gewünschten Bedingung $\Delta_1 = \text{const}$ Genüge geleistet, wenn auch noch die Größe des maximalen Ausschlages $W_{III\,\max} = J_h \cdot \Delta_1$ konstant gehalten wird. Gleichzeitig kann dann an einem Voltmeter der Effektivwert der Statorspannung Δ_s abgelesen werden.

Ein über den ganzen zugänglichen Tourenbereich ausgedehnter Vorversuch lieferte dabei das Ergebnis, daß für die Erfüllung der Bedingung $W_{III\max} = \text{const}$ auch Δ_s genau genug als unveränderlich betrachtet werden kann. Das heißt mit anderen Worten: der Beitrag, welchen Δ_3 und die Spannungen höherer Ordnung zum Effektivwert von Δ_s liefern, ist so verschwindend klein, daß er mit der verwendeten Meßmethode nicht mehr gut festzustellen ist. Das ist auch gar nicht überraschend; denn sollte der Effektivwert von Δ_3 selbst 20% von Δ_1 betragen, so würde das doch erst

eine Vergrößerung von Δ_s gegenüber Δ_1 um 2 % zur Folge haben. — Dieser Umstand erleichterte aber die weitere Durchführung der Versuche außerordentlich. Denn jetzt brauchte nur noch durch Erregungsänderung der Netzmaschine auf $\Delta_s = \text{const}$ einreguliert werden. Ein Blick auf das Schaltungsschema erklärt dann sofort die weiteren Manipulationen: Das Wattmeter W_I zeigt beständig den Wert $\frac{W_s}{3} = \Delta_s \cdot J_s \cdot (\cos\varphi_1)_k$ an; bei Einstellung auf $W_{III\max}$ sind Δ_1 und Δ_h in Phase, und da $\Delta_h = C \cdot \Delta_1$ konstant gehalten wurde, so wäre weiterhin auch: $W_{II} = C \cdot \Delta_1 J_1 \cos\varphi_1$. — Nun läßt sich aber viel genauer auf $W_{III} = 0$ als auf ein Maximum des Ausschlages abgleichen. Dieser Weg ist daher unbedingt vorzuziehen, obwohl er nicht direkt die primäre Statorleistung liefert, sondern nur eine Ablesung $W_{II} = C \cdot \Delta_1 \cdot J_1 \cdot \sin\varphi_1$ gestattet. Dafür läßt sich aber mit dieser Methode der Phasenwinkel φ_1 sehr genau bestimmen: Verdreht man nämlich den Stator der Hilfsmaschine weiter, bis der Zeiger des Wattmeters II auf Null zurückgeht, so läßt sich an der Gradteilung die Größe des räumlichen Verdrehungswinkels a ablesen, dem bei einer $2p$ poligen Maschine eine Phasenverschiebung $\varphi_1 = p \cdot a$ in elektrischen Graden entspricht.



Schaltungs-Schema für den Versuch mit Hilfsmaschine.

Abb. 20.

Ist aber diese Größe einmal ermittelt, so vermag man eine Fülle von Relationen nachzuprüfen, die aus der theoretischen Behandlung bereits bekannt sind: Es kann der Primärstrom $J_1 = \frac{W_{II}}{\Delta_h \cdot \sin\varphi_1}$ aus dem effektiven Statorstrom J_s herausgelöst und sein Verhältnis zu J_3 oder genauer $\sqrt{J_3^2 + J_5^2 + \ldots}$ festgestellt werden. So wird man finden, daß der Versuch ziemlich genau zu dem gleichen Ergebnisse führt wie die vorausgeschickte Theorie, ein indirekter Beweis dafür, daß die Parasitströme höherer Ordnung ihrer Größe nach J_3 nicht annähernd erreichen. — Weiter läßt sich das primäre Stator-Admittanzendiagramm $\dot{J}_1 = f(s)$ für

$\Delta_1 = \text{const}$ entwerfen und der cos des tatsächlichen Phasenwinkels mit dem technischen Leistungsfaktor vergleichen. — Die Differenzen zwischen der primären Generatorleistung $W_1 = 3 \cdot \Delta_1 J_1 \cos \varphi_1$ und der resultierenden Leistungszufuhr W_s können an Hand der im vorigen Kapitel gegebenen Grundlagen kontrolliert werden und bieten zugleich eine willkommene Gelegenheit zur quantitativen Einschätzung des Fehlers, der mit der Vernachlässigung der Kaskade verbunden ist. Alles dies und noch mehr gestatten Abb. 21 und die Diagramme 1 und 2 der Beilage mit einem Blick zu übersehen, so daß ein tieferes Eingehen auf die experimentellen Ergebnisse überflüssig wird. Zusammenfassend mag nur bemerkt sein, daß die Übereinstimmung mit der Theorie in allen Punkten mit Ausnahme der kritischen Zone in der Nähe des halben Synchronismus eine überraschend gute ist, wofern man nur die für die Generator-Rückwirkung in Erfahrung gebrachten Tatsachen beachtet.

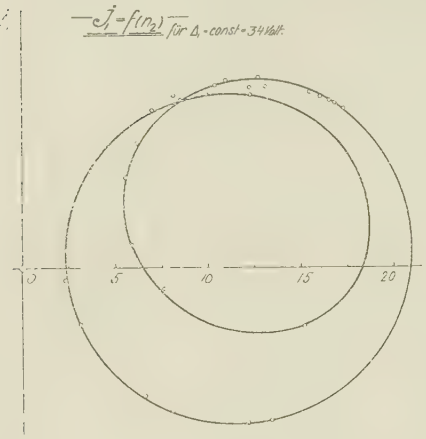


Abb. 21.

Eine zweite Versuchsreihe legte das Hauptgewicht auf die

Leistungsverhältnisse des Rotors,

d. h. auf die Ermittlung der Charakteristiken des Drehmomentes der mechanischen Leistung und des Wirkungsgrades in Abhängigkeit von der Tourenzahl; und indem 5 Versuchsgruppen für verschiedene Ankerwiderstände durchgeführt wurden, dürfte die Lücke ausgefüllt sein, die man vielleicht in der Serie der theoretischen Diagramme noch empfinden konnte. Die Ergebnisse, in den Zahlentafeln 10—20 und dem Diagramm Nr. 3 der Beilage zusammengestellt, sagen uns nicht viel Neues. Daß die Überlastbarkeit unter dem Einfluß der Kaskade leiden würde, sahen wir schon voraus und erfahren nun auch die Größe dieses Verlustes, wobei sich die angegebenen Zahlenwerte und Kurven auf das gesamte mechanische Moment inklusive Reibungsmoment beziehen. Dieselbe Bemerkung gilt auch für die Spalten des Wirkungsgrades $\eta_{\text{Mot}} = \frac{W_{2m}}{W_s}$, deren Absolutwerte freilich, als aus der Methode der direkten Wirkungsgradbestimmung hervorgegangen, nicht verbürgt werden können. Die Rubriken des effektiven Stator- und Rotorstromes, der resultierenden Leistungsaufnahme und des technischen Leistungsfaktors wurden nur der Vollständigkeit halber aufgenommen und geben zu keinen weiteren Bemerkungen Anlaß. — Endlich könnte man noch aus den Drehmomentenlinien die Charakteristiken der

Tourenregulierung ableiten; doch überblickt man ohnedies die Verhältnisse schon so klar, und liegen Analogieschlüsse auf das Verhalten des regulären Drehstrommotors so auf der Hand, daß darauf billigerweise verzichtet werden darf.

Nur noch zum Schluß ein paar Worte. Vielleicht wird man es angesichts dieser Aufnahme bedauern, daß die Theorie der Kaskadenwirkung nicht vollständiger durchgeführt wurde. Das ist schließlich Ansichtssache und es läßt sich darüber streiten. Wen also diese Seite des Problems noch reizt, dem sei ein Weg empfohlen, der keine Schwierigkeiten grundsätzlicher Art bietet, aber freilich ziemlich zeitraubend und ermüdend ist: Ich meine die punktweise Berechnung neuer theoretischer Kurven aus zweckmäßig gewählten komensurablen Werten von n_1 und n_2, für welche die Reihe der Parasitströme endlich wird. So ließe sich zweifellos nach der quantitativen Seite hin noch manche Einsicht gewinnen, auf Grund deren eine genaue Beurteilung von Laboratoriumsversuchen ermöglicht würde.

Anhang.

Zahlentafeln und Gleichungen zu den Diagrammen der Beilage.

Untersuchter Drehstrom-Asynchronmotor:

Siemens-Schuckert Werke. Mod. N. d. 4. — Nr. 112918 N. — 125 V. 14,5 A. — Fr. 50. — Schlr. 60 V. — dauernd 3 PS. — 1430 Umdr.

A. Die theoretischen Diagramme der einachsigen Schaltung.

Berechnet unter Vernachlässigung der Eisenverluste und der Sättigung für folgende Hauptdaten:

$\Delta_1 = 34$ Volt pro Phase
$\nu_1 = 40$ Perioden; $n_1 = 1200$
$K_1 = 15{,}13\ \Omega$ pro Phase
$K_2 = 8{,}64\ \Omega$
$R_N = 0$; $K_N = 0$

und folgende 4 Fälle.

α) Normalfall ohne Rotor- oder Stator-Vorschaltwiderstände:
$r_1 = 0{,}245\ \Omega$ pro Phase; $r_2 = 0{,}130\ \Omega$; $\sigma = 2(1+\sigma_1)(1+\sigma_2) = 2{,}10$

$$\sigma_t = 1 - \frac{1}{(1+\sigma_1)(1+\sigma_2)} = 0{,}0476.$$

β) $r_{2\nu} = 1{,}17\ \Omega$ der Rotorwicklung vorgeschaltet:
$r_1 = 0{,}245\ \Omega$ pro Phase; $r_2 = 1{,}30\ \Omega$; $\sigma = 2{,}10$; $\sigma_t = 0{,}0476$.

γ) $r_{1\nu} = 0{,}245\ \Omega$ pro Phase der Statorwicklung vorgeschaltet:
$r_1 = 0{,}490\ \Omega$ pro Phase; $r_2 = 0{,}130\ \Omega$; $\sigma = 2{,}10$; $\sigma_t = 0{,}0476$.

δ) Normalfall unter Annahme größerer Steuerung:
$r_1 = 0{,}245\ \Omega$ pro Phase; $r_2 = 0{,}130\ \Omega$; $\sigma = 2{,}12$; $\sigma_t = 0{,}0566$.

a) Normalfall ohne Stator- oder Rotor-Vorschaltwiderstände.

$r_1 = 0{,}245\ \Omega$; $r_2 = 0{,}130\ \Omega$; $\sigma = 2{,}10$; $\sigma_l = 0{,}0476$.

I. Abhängigkeit der Ströme untereinander und von der primären Statorspannung.

Hauptgleichungen: $\dot{J}_2 = \dot{J}_3' \left[-3{,}32 + j\,0{,}05375 \cdot \frac{1}{1-2s} \right]$ . . . . A)

$$\dot{J}_1 = \dot{J}_3' \left[\left(1{,}10 + 0{,}000521 \frac{1}{s(1-2s)} \right) + j \left(0{,}0316 \frac{1}{s} - 0{,}0340 \frac{1}{1-2s} \right) \right] \text{ . . B)}$$

$$\dot{A}_1 = \dot{J}_3' \left[\left(0{,}2695 + \frac{0{,}497 - 1{,}227s}{s(1-2s)} \right) - j \left(1{,}513 + \frac{0{,}02385}{1-2s} \right) \right] \text{ . . C)}$$

Zahlentafel 1.

s	$\frac{0{,}05375}{1-2s}$	$\frac{J_2}{J_3}$	$\frac{0{,}000512}{s(1-2s)}$	$\frac{0{,}0316}{s} - \frac{0{,}0340}{1-2s}$	$\frac{J_1}{J_3}$	$0{,}2695 + \frac{0{,}479 - 1{,}227s}{s(1-2s)}$	$0{,}013 + \frac{0{,}02385}{1-2s}$	$\frac{A_1}{J_3}$	J_3	J_2	J_1
$-\infty$	0	3,320	0	0	1,10	0,2695	0,0130	1,536	22,15	73,4	24,35
−100	0,00027	„	—	−0,00048	„	0,2634	„	1,536	22,15	73,4	24,35
−50	0,00053	„	—	−0,00097	„	0,2572	„	1,534	22,15	73,5	24,4
−10	0,00256	„	—	−0,00332	„	0,2088	0,014	1,530	22,2	73,7	24,5
−1	0,0179	„	−0,00017	−0,0429	„	−0,2995	0,021	1,552	21,9	72,7	24,1
−0,5	0,0269	„	−0,00051	−0,0802	1,102	−0,823	0,025	1,730	19,65	65,2	21,65
−0,25	0,0358	„	−0,00137	−0,1480	1,108	−1,83	0,029	2,38	14,3	47,5	15,8
−0,1	0,0448	„	−0,00426	−0,344	1,147	−4,74	0,033	4,98	6,82	22,65	7,84
−0,05	0,0489	„	−0,00930	−0,663	1,275	−9,56	0,035	9,70	3,51	11,65	4,47
0	0,0537	„	∞	∞	∞	∞	0,037	∞	0	0	2,25
0,05	0,0598	„	0,0114	0,594	1,258	9,56	0,039	9,70	3,51	11,65	4,3
0,075	0,0632	„	0,00804	0,382	1,170	6,34	0,041	6,52	5,21	17,3	6,1
0,1	0,0672	„	0,00640	0,273	1,139	4,72	0,043	4,97	6,84	22,7	7,76
0,15	0,0768	„	0,00488	0,1624	1,115	3,08	0,047	3,448	9,85	32,7	11,0
0,2	0,0896	„	0,00427	0,1013	1,105	2,214	0,053	2,710	12,55	41,7	13,85
0,25	0,1075	3,321	0,00410	0,0585	1,104	1,649	0,061	2,270	15,00	49,8	16,55
0,3	0,1344	3,322	0,00427	0,0203	1,103	1,104	0,072	1,980	17,2	57,1	18,9
0,35	0,1799	3,325	0,00488	−0,0229	1,104	0,736	0,092	1,756	19,35	64,4	21,4
0,4	0,269	3,33	0,00640	−0,0910	1,110	0,1215	0,132	1,640	20,7	69,0	23,0
0,425	0,358	3,34	0,00804	−0,1523	1,115	−0,3895	0,172	1,714	19,85	66,3	22,1
0,45	0,537	3,36	0,0114	−0,270	1,144	−1,350	0,252	2,210	15,40	51,75	17,6
0,475	1,075	3,49	0,0216	−0,613	1,277	−4,120	0,490	4,568	7,45	26,0	9,52
0,5	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	0	6,78	4,3
0,525	−1,075	3,49	−0,0195	0,740	1,309	6,56	−0,464	6,64	5,12	17,85	6,7
0,54	−0,672	3,387	−0,01186	0,483	1,190	4,51	−0,285	6,66	7,30	24,65	8,58
0,55	−0,537	3,36	−0,00931	0,397	1,160	3,83	−0,225	4,04	8,42	28,3	9,76
0,575	−0,358	3,34	−0,00594	0,282	1,127	2,89	−0,146	3,19	10,67	35,6	12,0
0,6	−0,269	3,33	−0,00427	0,223	1,117	2,41	−0,106	2,78	12,23	40,7	13,68
0,65	−0,1799	3,325	−0,00263	0,1620	1,110	1,90	−0,066	2,38	14,3	47,6	15,85
0,7	−0,1344	2,322	−0,00183	0,1301	1,105	1,63	−0,047	2,18	15,6	51,9	17,2
0,75	−0,1075	3,321	−0,00137	0,1101	1,104	1,447	−0,035	2,06	16,5	54,8	18,2
0,8	−0,0896	3,320	−0,00107	0,0963	1,103	1,316	−0,027	1,98	17,2	57,1	18,9
0,85	−0,0768	„	−0,00086	0,0858	1,102	1,218	−0,021	1,92	17,7	58,75	19,5
0,9	−0,0672	„	−0,00071	0,0777	1,101	1,139	−0,017	1,87	18,2	60,4	20,0
0,95	−0,0598	„	−0,00060	0,0711	1,100	1,073	−0,013	1,832	18,55	61,6	20,4
1,0	−0,0532	„	−0,00051	0,0656	„	1,018	−0,011	1,81	18,8	62,4	20,7
1,5	−0,0269	„	−0,00017	0,0380	„	0,724	+0,001	1,67	20,4	67,7	22,4
2,0	−0,0179	„	−0,00008	0,0271	„	0,599	0,005	1,62	21,0	69,7	23,1
5,0	−0,00598	„	−0,00001	0,01010	„	0,396	0,010	1,56	21,8	72,4	23,9
10	−0,00283	„	—	0,00495	„	0,332	0,012	1,55	21,9	72,7	24,1
50	−0,00054	„	—	0,00098	„	0,2818	0,013	1,54	22,1	73,4	24,3
100	−0,00027	„	—	0,00049	„	0,2765	0,013	1,54	22,1	73,4	24,3

II. Leistungsverhältnisse.

Hauptgleichungen:

$$W_{2m}{}^{\text{Watt}} = (1-s)\left[J_2{}^2\frac{0{,}130}{s} - J_3{}^2\frac{1{,}47}{1-2s}\right] \quad \text{E)}$$

$$D^{\text{mkg}} = \frac{W_{2m}}{1233(1-s)} = \frac{J_2{}^2}{1000}\cdot\frac{0{,}1053}{s} - \frac{J_3{}^2}{100}\cdot\frac{0{,}119}{1-2s} \quad \text{F)}$$

Zahlentafel 2.

s	$\cos\varphi_1$	$W_1 = 3A_1J_1\cos\varphi_1$	$Js = \sqrt{J_1{}^2+J_3{}^2}$	$(\cos\varphi_1)i$	$J_2{}^2\frac{r_2}{s}$	$-6J_3{}^2\cdot\frac{r_1}{1-2s}$	D	W_{2m}	η
$-\infty$	0,184	457	32,9	0,136	0	0	0	−1060	—
−100	0,184	457	32,9	0,136	− 7,00	− 3,59	−0,0086	−1070	—
−50	0,1835	456	32,95	0,1357	− 14,06	− 7,15	−0,0172	−1082	—
−10	0,160	400	33,0	0,1198	− 70,6	− 34,5	−0,0852	−1157	—
−1	−0,15	− 358	32,55	−0,108	− 686	− 234,5	−0,746	−1841	0,194
0,5	−0,41	− 906	29,2	−0,304	−1105	− 284,0	−1,125	−2080	0,435
0,25	−0,677	−1090	21,3	−0,501	−1170	− 200,5	−1,110	−1715	0,640
−0,1	−0,817	− 653	10,4	−0,616	− 667	− 57,0	−0,587	− 798	0,830
−0,05	−0,765	− 349	5,69	−0,602	− 354	− 16,4	−0,300	− 389	0,896
0	0,015	+ 3,44	2,25	0,015	0	0	0	0	0
0,05	0,79	347	5,55	0,612	354	− 20,1	0,271	317	0,900
0,075	0,84	523	8,02	0,639	519	− 47,0	0,383	437	0,835
0,1	0,849	672	10,34	0,637	671	− 85,7	0,476	527	0,785
0,15	0,818	918	14,76	0,610	925	− 202	0,586	615	0,670
0,2	0,762	1076	18,67	0,565	1130	− 386	0,603	595	0,553
0,25	0,690	1166	22,35	0,511	1290	− 661	0,510	471,5	0,405
0,3	0,595	1150	25,6	0,440	1410	−1085	0,264	227,5	0,198
0,35	0,442	965	28,8	0,3285	1548	−1835	−0,233	− 186,5	—
0,4	0,160	376	30,95	0,119	1550	−3140	−1,290	− 954	—
0,425	−0,095	− 214	29,7	−0,0706	1343	−3860	−2,055	−1447	0,148
0,45	−0,405	− 727	23,4	−0,304	773	−3480	−2,200	−1490	0,488
0,475	−0,582	− 565	12,1	−0,458	185,3	−1630	−1,174	− 758	0,745
0,5	0,032	13,6	4,3	0,063	11,94	0	0,0097	5,97	0,440
0,525	0,726	496	8,43	0,577	79,0	770	0,689	403,5	0,813
0,54	0,776	680	11,27	0,591	146,6	980	0,913	517	0,760
0,55	0,784	780	12,9	0,593	189,3	1042	0,999	555	0,711
0,575	0,774	948	16,05	0,580	286	1118	1,140	597	0,630
0,6	0,748	1043	18,34	0,557	359,5	1100	1,182	583	0,560
0,65	0,701	1133	21,35	0,520	453,2	1002	1,180	510	0,450
0,7	0,664	1166	23,2	0,492	500,5	895	1,130	419	0,359
0,75	0,628	1166	24,6	0,465	521	800	1,072	330,5	0,283
0,8	0,598	1152	25,6	0,441	530	724	1,018	250,8	0,218
0,85	0,573	1140	26,3	0,425	527,5	657,5	0,960	178	0,156
0,9	0,552	1127	27,0	0,409	527	609	0,920	113,6	0,101
0,95	0,530	1102	27,5	0,393	519,5	560	0,875	53,97	0,049
1,0	0,515	1088	28,0	0,381	506	519,5	0,830	0	0
1,5	0,407	930	30,3	0,301	396,5	306	0,570	− 351,2	—
2,0	0,346	816	31,2	0,256	316	216	0,431	− 532	—
5,0	0,246	600	32,4	0,1815	136,2	77,5	0,137	− 855	—
10	0,212	521	32,6	0,157	68,6	37,05	0,0856	− 950	—
50	0,185	459	32,8	0,137	14,0	7,25	0,0172	−1040	—
100	0,184	457	32,8	0,1365	7,0	3,60	0,0086	−1050	—

β) $r_{2v} = 1{,}17\ \Omega$ der Rotorwicklung vorgeschaltet.

$r_1 = 0{,}245\ \Omega$; $r_2 = 1{,}30\ \Omega$; $\sigma = 2{,}10$; $\sigma_t = 0{,}0476$.

I. Abhängigkeit der Ströme untereinander und von der primären Statorspannung.

Hauptgleichungen: $\dot{J}_2 = \dot{J}_3' \left[-3{,}32 + j \cdot 0{,}05375 \frac{1}{1-2s} \right]$ . . . . A)

$\dot{J}_1 = \dot{J}_3' \left[\left(1{,}10 + 0{,}00512 \frac{1}{s(1-2s)} \right) + j \left(0{,}316 \frac{1}{s} - 0{,}0340 \frac{1}{1-2s} \right) \right]$ . . . B)

$\dot{A}_1 = \dot{J}_3' \left[\left(0{,}2695 + \frac{4{,}79 - 9{,}85s}{s(1-2s)} \right) - j \left(1{,}513 + \frac{0{,}1635}{1-2s} \right) \right]$ . . . . C)

Zahlentafel 3.

s	$\frac{0{,}05375}{1-2s}$	$\frac{J_2}{J_3}$	$\frac{0{,}00512}{s(1-2s)}$	$\frac{0{,}316}{3} - \frac{0{,}034}{1-2s}$	$\frac{J_1}{J_3}$	$\frac{0{,}2695 + 4{,}79 - 9{,}85s}{s(1-2s)}$	$+\frac{0{,}013}{0{,}1635}{1-2s}$	$\frac{A_1}{J_3}$	J_3	J_2	J_1
$-\infty$	0	3,320	0	0	1,10	0,2695	0,0130	1,536	22,15	73,5	24,35
−100	0,00027	„	—	−0,00333	„	0,222	0,0138	1,526	22,3	74,0	24,5
−50	0,00053	„	—	−0,00666	„	0,171	0,0146	1,520	22,4	74,3	24,6
−10	0,00256	„	−0,00002	−0,0318	„	− 0,222	0,0208	1,530	22,2	73,7	24,45
−1	0,0179	„	−0,00171	−0,327	1,146	− 4,61	0,0675	4.86	7,0	23,25	8,02
−0,5	0,0269	„	−0,00512	−0,649	1,273	− 9,44	0,0948	9,60	3,54	11,75	4,50
−0,25	0,0358	„	−0,01367	−1,277	1,675	−19,08	0,1220	19,30	1,76	5,84	2,95
−0,1	0,0448	„	−0,0426	−3,19	3,365	−47,8	0,1492	47,7	0,714	2,37	2,40
−0,05	0,0489	„	−0,0930	−6,35	6,46	−95,7	0,1617	95,7	0,356	1,18	2,29
0	0,0537	„	∞	∞	∞	∞	0,1765	∞	0	0	2,25
0,05	0,0598	„	0,114	6,28	6,395	95,8	0,1950	95,8	0,355	1,18	2,27
0,075	0,0632	„	0,0804	4,18	4,34	63,8	0,2055	63,8	0,532	1,77	2,31
0,1	0,0672	„	0,0640	3,12	3,325	47,8	0,2175	47,7	0,713	2,37	2,37
0,15	0,0768	„	0,0488	2,06	2,355	31,8	0,247	31,86	1,068	3,54	2,515
0,2	0,0896	„	0,0427	1,523	1,904	23,8	0,2855	23,87	1,42	4,71	2,71
0,25	0,1075	3,321	0,0410	1,197	1,635	18,92	0,340	19,0	1,79	5,94	2,96
0,3	0,1344	3,322	0,0427	0,968	1,498	15,57	0,422	15,70	2,17	7,20	3,22
0,35	0,1799	3,325	0,0488	0,791	1,393	13,04	0,558	13,18	2,58	8,57	3,49
0,4	0,296	3,33	0,0640	0,620	1,320	10,89	0,830	11,15	3,05	10,15	4,025
0,425	0,358	3,34	0,0804	0,517	1,290	9,69	1,103	10,06	3,38	11,30	4,36
0,45	0,537	3,36	0,114	0,363	1,268	8.27	1,648	8,87	3,84	12,0	4,86
0,475	1,075	3,49	0,216	−0,015	1,317	4,91	3,28	6,85	4,96	17,3	6,54
0,5	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	0	5,95	3,94
0,525	−1,075	3,49	−0,195	1,282	1,570	14,76	−3,26	14,83	2,30	8,02	3,60
0,54	−0,672	3,387	−0,1186	1,010	1,405	12,55	−2,03	12,56	2,71	9,18	3,80
0,55	−0,537	3,36	−0,0931	0,915	1,360	11,73	−1,622	11,73	2,90	9,75	3,94
0,575	−0,358	3,34	−0,0620	0,777	1,293	10,37	−1,077	10,35	3,36	11,23	4,09
0,6	−0,269	3,33	−0,0427	0,697	1,263	9,60	−0,805	9,63	3,53	11,75	4,46
0,65	−0,1799	3,325	−0,0263	0,600	1,230	8,52	−0,532	8,60	3,96	13,16	4,87
0,7	−0,1344	3,322	−0,0183	0,536	1,204	7,80	−0,396	7,90	4,30	14,30	5,19
0,75	−0,1075	3,321	−0.01367	0,489	1.190	7,20	−0,314	7,30	4,66	15,48	5,55
0,8	−0,0898	3,320	−0,0107	0,453	1,180	6,72	−0,2595	6,84	4,98	16,55	5,86
0,85	−0,0768	„	−0,00860	0,421	1,170	6,29	−0,221	6,43	5,29	17.56	6,19
0,9	−0,0672	„	−0,00711	0,394	1,163	5,92	−0,1915	6,05	5,62	18,66	6.54
0,95	−0,0598	„	−0,00600	0,371	1,157	5,60	−0,169	5,77	5,90	19,60	6,82
1,0	−0,0532	„	−0,00512	0,350	1,150	5,33	−0,1505	5,50	6,19	20,55	7,10
1,5	−0,0269	„	−0,00171	0,227	1,124	3,60	−0,0688	3,88	8,76	29,10	9,85
2,0	−0,0179	„	−0,00085	0,169	1,114	2,76	−0,0415	3.12	10,90	36,2	12,14
5	−0,00598	„	−0,00011	0,0670	1,102	1,257	−0,0052	1.95	17,45	58,0	19,20
10	−0,00283	„	−0,00003	0,0334	1,10	0,763	0,0044	1,68	20,25	67,2	22,25
50	−0,00054	„	—	0,00666	„	0,368	0,0114	1,550	21,95	72,9	24,1
100	−0,00027	„	—	0,00333	„	0,319	0,0122	1,540	22,1	73,4	24,3

II. Leistungsverhältnisse.

Hauptgleichungen:

$$W_{2m}^{\text{Watt}} = (1-s)\left[J_2^2 \frac{1{,}30}{s} - J_3^2 \frac{1{,}47}{1-2s}\right] \quad \text{E)}$$

$$D^{\text{mkg}} = \frac{W_{2m}}{1233(1-s)} = \frac{J_2^2}{100} \cdot \frac{0{,}1053}{s} - \frac{J_3^2}{100} \cdot \frac{0{,}119}{1-2s} \quad \text{F)}$$

Zahlentafel 4.

s	$\cos\varphi_1$	$W_1 = 3A_1 J_1 \cos\varphi_1$	$J_s = \sqrt{J_1^2 + J_3^2}$	$(\cos\varphi_1)i$	$J_2^2 \frac{r_2}{s}$	$-6J_3^2 \cdot \frac{r_1}{1-2s}$	D	W_{2m}	η
$-\infty$	0,189	469	33,0	0,139	0	0	0	—7410	—
—100	0,145	363	33,1	0,1074	— 71,1	— 3,64	—0,0605	—7550	—
—50	0,119	299	33,3	0,088	—143,4	— 7,30	—0,1222	—7690	—
—10	—0,019	—47,4	33,0	—0,141	—706	— 34,5	—0,600	—8150	0,058
—1	—0,817	—66,8	10,63	—0,615	—703	— 24,0	—0,590	—1454	0,460
—0,5	—0,767	—35,2	5,72	—0,603	—359	— 9,21	—0,2985	— 522	0,638
—0,25	—0,575	—17,3	3,44	—0,493	—177,3	— 3,038	—0,146	— 225,5	0,768
—0,1	—0,270	—66,1	2,50	—0,259	— 73,0	— 0,625	—0,0597	— 81,0	0,817
—0,05	—0,130	—30,3	2,32	—0,128	— 36,2	— 0,1697	—0,0294	— 38,2	0.793
0	0,015	3,44	2,25	0,015	0	0	0	0	0
0,05	0,173	40,0	2,30	0,1705	36,2	— 0,206	0,0295	34,2	0,855
0,075	0,245	57,7	2,37	0,239	54,4	— 0,490	0,0437	49,9	0,864
0,1	0,315	76,2	2,48	0,301	73,0	— 0,934	0,0585	64,9	0,852
0,15	0,442	113,3	2,73	0,406	108,4	— 2,39	0,0860	90,1	0,795
0,2	0,544	150,3	3,06	0,480	144	— 4,93	0,1128	111,3	0,741
0,25	0,62	187	3,46	0,529	183,5	— 9,44	0,1410	130,8	0,700
0,3	0,68	223	3,97	0,551	222,5	— 17,3	0,1663	143,5	0,644
0,35	0,728	259	4,34	0,585	273,0	— 32,6	0,195	156,3	0,604
0,4	0,767	315	5,05	0,611	334,5	— 68,4	0,216	159,5	0,507
0,425	0,785	349	5,50	0,622	390,5	—112,0	0,234	160,2	0,460
0,45	0,796	394	6,19	0,624	480,5	—216,5	0,214	145	0,368
0,475	0,728	485	8,20	0,579	820	—723,0	0,0786	51,0	0,105
0,5	0,260	104,4	3,94	0,260	92,0	0	0,0746	46,0	0,440
0,525	0,671	246	4,27	0,565	159,4	155,5	0,2555	149,8	0,610
0,54	0,720	279	6,66	0,585	203,0	135,0	0,274	155,5	0,558
0,55	0,737	295	4,88	0,592	225	123,8	0,283	157	0,533
0,575	0,776	324	5,30	0,600	285	110,5	0,300	168	0,485
0,6	0,797	352	5,69	0,606	300	91,6	0,317	156,5	0,445
0,65	0,815	404	6,27	0,630	346	76,8	0,343	148	0,366
0,7	0,827	437	6,73	0,635	380	67,9	0,363	134,3	0,308
0,75	0,835	472	7,25	0,638	415	63,8	0,388	119,7	0,254
0,8	0,840	502	7,70	0,640	445	60,8	0,410	101,2	0,202
0,85	0,845	533	8,14	0,642	471	58,7	0,429	79,4	0,149
0,9	0,849	566	8,61	0,644	502,5	58,0	0,455	56,1	0,099
0,95	0,851	592	9,01	0,644	526	57,0	0,472	29,15	0,049
1,0	0,851	616	9,41	0,642	549	56,3	0,490	0	0
1,5	0,837	840	13,17	0,625	734	56,4	0,641	— 395,2	—
2,0	0,806	998	16,33	0,600	852	58,1	0,738	— 910,1	—
5	0,603	1182	25,95	0,446	875	49,7	0,750	—3700	—
10	0,427	967	30,1	0,314	587	31,8	0,501	—5570	—
50	0,233	574	32,6	0,1725	138,3	7,15	0,118	—7145	—
100	0,205	508	32,8	0,152	70,0	3,605	0,0596	—7290	—

γ) $r_{1v} = 0{,}245\,\Omega$ pro Phase der Statorwicklung vorgeschaltet.
$r_1 = 0{,}490\,\Omega$ pro Phase; $r_2 = 0{,}130\,\Omega$; $\sigma = 2{,}10$; $\sigma_t = 0{,}0476$.

I. Abhängigkeit der Ströme untereinander und von der primären Statorspannung.

Hauptgleichungen: $\dot{J}_2 = \dot{J}_3' \left[-3{,}32 + j\,0{,}1075 \cdot \frac{1}{1-2s} \right]$ . . . A)

$$\dot{J}_1 = \dot{J}_3' \left[\left(1{,}10 + 0{,}001024 \frac{1}{s(1-2s)} \right) + j \left(0{,}0316 \frac{1}{s} - 0{,}0680 \frac{1}{1-2s} \right) \right] \text{ .. B)}$$

$$\dot{\Delta}_1 = \dot{J}_3' \left[\left(0{,}539 + \frac{0{,}4795 - 1{,}497s}{s(1-2s)} \right) - j \left(1{,}513 + \frac{0{,}0322}{1-2s} \right) \right] \text{ . . . . C)}$$

Zahlentafel 5.

s	$\frac{0{,}1075}{1-2s}$	$\frac{J_2}{J_3'}$	$\frac{0{,}001024}{s(1-2s)}$	$\frac{0{,}0316}{s} - \frac{0{,}0680}{1-2s}$	$\frac{J_1}{J_3'}$	$0{,}539 + \frac{0{,}4795-1{,}497s}{s(1-2s)}$	$0{,}013 + \frac{0{,}0322}{1-2s}$	$\frac{\Delta_1}{J_3'}$	J_3'	J_2	J_1
$-\infty$	0	3,320	0	0	1,10	0,539	0,0130	1,60	21,2	70,4	23,4
−100	0,00054	„	—	−0,000650	„	0,5315	0,0132	1,60	21,2	70,4	23,4
−50	0,00106	„	—	−0,001304	„	0,524	0,0133	1,596	21,3	70,7	23,45
−10	0,00512	„	—	−0,00348	„	0,4655	0,0146	1,58	21,5	71,4	23,65
−1	0,0358	„	−0,00034	−0,0543	1,101	−0,120	0,0237	1,534	22,2	73,7	24,4
−0,5	0,0538	„	−0,00102	−0,0972	1,104	−0,689	0,0291	1,68	20,2	67,0	22,33
−0,25	0,0716	„	−0,00274	−0,1707	1,111	−1,741	0,0345	2,32	14,66	48,6	16,27
−0,1	0,0896	3,322	−0,00852	−0,373	1,153	−4,70	0,0398	4,94	6,89	22,9	7,93
−0,05	0,0978	„	−0,01860	−0,694	1,285	−9,54	0,0423	9,665	3,52	11,70	4,52
0	0,1075	„	∞	∞	∞	∞	0,0452	∞	0	0	2,25
0,05	0,1196	„	0,0228	0,556	1,253	9,54	0,0488	9,665	3,52	11,70	4,4
0,075	0,1264	„	0,01608	0,342	1,167	6,29	0,0509	6,48	5,25	17,45	6,12
0,01	0,1344	„	0,01280	0,231	1,136	4,66	0,0532	4,91	6,91	23,2	7,85
0,15	0,1536	3,323	0,00976	0,1138	1,115	2,96	0,0590	3,34	10,20	33,9	11,35
0,2	0,1792	3,325	0,00854	0,0446	1,11	2,04	0,0667	2,566	13,25	44,0	14,7
0,25	0,2150	3,328	0,00820	−0,0095	1,109	1,381	0,0774	2,092	16,27	54,1	18,0
0,3	0,2688	3,330	0,00854	−0,0647	1,111	0,793	0,0935	1,78	19,10	63,6	21,25
0,35	0,3598	3,340	0,00976	−0,1362	1,118	0,106	0,1203	1,624	20,95	70,0	23,4
0,4	0,5380	3,362	0,01280	−0,243	1,139	−0,953	0,174	1,92	17,70	59,5	20,1
0,425	0,716	3,396	0,01608	−0,379	1,18	−1,916	0,228	2,568	13,23	44,9	15,63
0,45	1,075	3,492	0,0228	−0,610	1,278	−3,760	0,335	4,176	8,15	28,4	10,4
0,475	2,150	3,956	0,0432	−1,293	1,726	−9,21	0,657	9,46	3,495	13,8	6,20
0,5	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	0	6,78	4,30
0,525	−2,150	3,950	−0,0390	1,420	1,773	12,16	−0,631	12,35	2,755	10,87	4,88
0,54	−1,344	3,580	−0,02372	0,908	1,407	8,13	−0,389	8,228	4,13	14,8	5,81
0,55	−1,074	3,488	−0,01862	0,7375	1,308	6,78	−0,309	6,88	4,94	17,2	6,46
0,575	−0,716	3,394	−0,01188	0,508	1,20	4,89	−0,202	5,05	6,72	22,8	8,06
0,6	−0,538	3,360	−0,00854	0,393	1,159	4,02	−0,148	4,238	8,02	27,0	9,30
0,65	−0,3598	3,340	−0,00526	0,275	1,128	3,07	−0,0943	3,37	10,10	33,7	11,37
0,7	−0,2688	3,330	−0,00366	0,215	1,117	2,57	−0,0675	2,94	11,56	38,5	12,9
0,75	−0,2150	3,325	−0,00274	0,1781	1,11	2,25	−0,0514	2,676	12,70	42,2	14,1
0,8	−0,1792	3,323	−0,00214	0,153	1,108	2,036	−0,0407	2,50	13,60	45,2	15,07
0,85	−0,1536	3,323	−0,00172	0,1344	1,105	1,871	−0,0330	2,376	14,30	47,5	15,84
0,9	−0,1344	3,322	−0,00142	0,1202	1,105	1,742	−0,0272	2,28	14,90	49,5	16,5
0,95	−0,1196	„	−0,00120	0,1089	1,104	1,641	−0,0228	2,20	15,45	51,4	17,08
1,0	−0,1064	„	−0,00102	0,0996	1,103	1,556	−0,0192	2,146	15,84	52,6	17,47
1,5	−0,0538	3,320	−0,00034	0,05505	1,101	1,127	−0,0031	1,87	18,18	60,3	20,05
2,0	−0,0358	„	−0,00016	0,0385	1,10	0,958	−0,0023	1,78	19,10	63,4	21,0
5	−0,01196	„	−0,00002	0,01388	„	0,695	+0,0094	1,66	20,50	68,1	22,25
10	−0,00566	„	—	0,00674	„	0,615	0,0128	1,63	20,85	69,2	22,95
50	−0,00108	„	—	0,00132	„	0,554	0,0130	1,608	21,15	70,2	23,25
100	−0,00054	„	—	0,00066	„	0,546	0,0130	1,60	21,20	70,4	23,4

II. Leistungsverhältnisse.

Hauptgleichungen:

$$W_{2m}^{\text{Watt}} = (1-s)\left[J_2^2 \frac{0{,}130}{s} - J_3^2 \frac{2{,}94}{1-2s}\right] \quad \text{E)}$$

$$D^{\text{mkg}} = \frac{W_{2m}}{1233(1-s)} = \frac{J_2^2}{1000}\cdot\frac{0{,}1053}{s} - \frac{J_3^2}{100}\cdot\frac{0{,}238}{1-2s} \quad \text{F)}$$

Zahlentafel 6.

s	$\cos\varphi_1$	$W_1 = 3 \cdot A_1 J_1 \cos\varphi_1$	$J_s = \sqrt{J_1^2 + J_3^2}$	$(\cos\varphi_1)i$	$J_2^2 \frac{r_2}{s}$	$-6 J_3^2 \frac{r_1}{1-2s}$	D	W_{2m}	η
$-\infty$	0,334	797	31,6	0,247	0	0	0	—1305	—
—100	0,334	797	31.6	0,247	— 6,45	— 6,58	—0,0106	—1316	—
—50	0,325	777	31,65	0,241	— 12,98	— 13,2	—0,0214	—1334	—
—10	0,300	724	32,0	0,222	— 61,1	— 64,7	—0,1020	—1383	—
—1	—0,031	— 77,2	33,0	—0,023	— 705	— 483	—0,963	—2376	0,0325
—0,5	—0,330	— 752	30,1	—0,245	—1168	— 600	—1,432	—2650	0,284
—0,25	—0,643	—1068	21,9	—0,478	—1230	— 421	—1,349	—2060	0,518
—0,1	—0,798	— 646	10,5	—0,604	— 681	— 116	—0,646	— 876	0,738
—0,05	—0,750	— 346	5,72	—0,592	— 356	— 33,1	—0,315	— 409	0,845
0	0,026	5,96	2,25	0,0260	0	0	0	0	0
0,05	0,800	359	5,63	0,624	356	— 40,5	0,256	300	0,836
0,075	0,861	537	8,05	0,654	529	— 95,3	0,352	401	0,748
0,1	0,867	694	10,47	0,650	700	— 175,5	0,425	471,5	0,680
0,15	0,836	967	15,27	0,620	995	— 437	0,452	474,5	0,490
0,2	0,770	1155	19,8	0,572	1260	— 860	0,324	320	0,277
0,25	0,675	1240	24,4	0,498	1523	—1558	—0,0284	— 26,2	—
0,3	0,495	1073	28,6	0,368	1750	—2680	—0,753	— 651	—
0,35	0,184	439	31,4	0,137	1823	—4300	—2,005	—1610	—
0,4	—0,300	— 615	26,8	—0,225	1150	—4600	—2,795	—2070	0,297
0,425	—0,490	— 791	20,45	—0,379	616	—3430	—2,280	—1620	0,489
0,45	—0,584	— 619	13,2	—0,460	233	—1952	—1,393	— 945	0,655
0,475	—0,435	— 275	7,11	—0,379	52,1	— 718	—0,540	— 350	0,786
0,5	0,031	13,6	4,3	0,0310	11,93	0	0,0097	5,97	0,440
0,525	0,540	268	5,60	0,469	28,8	446	0,384	225,5	0,842
0,54	0,672	398	7,12	0,548	52,75	627	0,555	312	0,785
0,55	0,717	472	8,14	0,569	70,0	717	0,638	354	0,748
0,575	0,768	631	10,5	0,590	117,3	885	0,813	426	0,675
0,6	0,785	744	12,3	0,592	158,0	945	0,895	441	0,593
0,65	0,783	909	15,2	0,586	227,0	1000	0,995	430	0,472
0,7	0,766	1008	17,3	0,571	275,5	985	1,022	378	0,375
0,75	0,745	1070	19,0	0,552	298	948	1,010	312	0,292
0,8	0,728	1118	20,3	0,540	332	906	1,003	247,6	0,210
0,85	0,709	1144	21,4	0,524	347	859	0,978	181	0,158
0,9	0,690	1160	22,2	0,512	354	816	0,949	117	0,101
0,95	0,675	1175	23,0	0,501	362	780	0,927	57,1	0,0486
1,0	0,661	1178	23,6	0,489	360	737,5	0,890	0	0
1,5	0,560	1144	27,1	0,414	315	485	0,648	— 400	—
2,0	0,508	1090	28,4	0,376	261,5	358	0,501	619,5	—
5	0,407	935	30,5	0,300	120,5	137,3	0,209	—1030	—
10	0,372	870	31,0	0,275	62,2	67,2	0,105	—1165	—
50	0,345	817	31,4	0,255	12,8	13,28	0,0212	—1280	—
100	0,334	797	31,6	0,247	6,45	6,63	0,0106	—1294	—

δ) Normalfall unter Annahme größerer Streuung.

$r_1 = 0{,}245\ \Omega$; $r_2 = 0{,}130\ \Omega$; $\sigma = 2{,}12$; $\sigma_l = 0{,}0566$.

I. Abhängigkeit der Ströme untereinander und von der primären Statorspannung.

Hauptgleichungen:

$$\dot{J}_2 = \dot{J}_3' \left[-3{,}34 + j\,0{,}05405 \cdot \frac{1}{1-2s} \right] \quad \text{A)}$$

$$\dot{J}_1 = \dot{J}_3' \left[\left(1{,}12 + 0{,}000517\,\frac{1}{s(1-2s)} \right) + j \left(0{,}0319\,\frac{1}{s} - 0{,}0343\,\frac{1}{1-2s} \right) \right] \quad \text{B)}$$

$$\dot{J}_1 = J_3' \left[\left(0{,}2745 + \frac{0{,}483 - 1{,}240 \cdot s}{s(1-2s)} \right) - j \left(1{,}817 + \frac{0{,}02405}{1-2s} \right) \right] \quad \text{C)}$$

Zahlentafel 7.

s	$\frac{0{,}05405}{1-2s}$	$\frac{J_2}{J_3}$	$\frac{0{,}000517}{s(1-2s)}$	$\frac{\frac{0{,}0319}{s} - 0{,}0343}{1-2s}$	$\frac{J_1}{J_3}$	$\frac{0{,}2745 + \frac{0{,}483 - 1{,}24s}{s(1-2s)}}{}$	$\frac{0{,}017 + \frac{0{,}02405}{1-2s}}{}$	$\frac{J_1}{J_3}$	J_3	J_2	J_1
$-\infty$	0	3,34	0	0	1,120	0,274	0,017	1,836	18,51	61,8	20,75
−100	0,00027	„	—	−0,00048	„	0,268	0,017	1,835	18,53	61,9	20,75
−50	0,00054	„	—	−0,00098	„	0,262	0,017	1,834	18,54	61,9	20,8
−10	0,00258	„	—	−0,00335	„	0,213	0,018	1,828	18,60	62,1	20,85
−1	0,0180	„	−0,00017	−0,0433	1,121	−0,299	0,025	1,840	18,48	61,7	20,7
−0,5	0,0270	„	−0,00051	−0,0810	1,122	−0,828	0,029	2,00	17,00	56,8	19,1
−0,25	0,03605	„	−0,00138	−0,1493	1,128	−1,850	0,033	2,606	13,05	43,5	14,7
−0,1	0,0450	„	−0,00430	−0,347	1,168	−4,79	0,037	5,126	6,63	22,15	7,75
−0,05	0,04915	„	−0,00938	−0,670	1,297	−9,65	0,039	9,825	3,46	11,56	4,49
0	0,05405	„	∞	∞	∞	∞	0,041	∞	0	0	2,25
0,05	0,06005	„	0,0115	0,599	1,280	9,64	0,044	9,815	3,465	11,56	4,43
0,075	0,0636	„	0,00810	0,385	1,190	6,39	0,045	6,64	5,12	17,1	6,10
0,1	0,0676	„	0,00646	0,275	1,158	4,77	0,047	5,13	6,62	22,1	7,67
0,15	0,0772	„	0,00493	0,1640	1,135	3,11	0,051	3,62	9,40	31,4	10,65
0,2	0,09005	3,342	0,00431	0,1023	1,128	2,24	0,057	2,90	11,72	39,2	13,2
0,25	0,1081	„	0,00414	0,0590	1,125	1,667	0,065	2,496	13,6	45,4	15,3
0,3	0,1351	3,343	0,00431	0,0205	1,124	1,208	0,077	2,226	15,3	51,1	17,2
0,35	0,1802	3,344	0,00493	−0,0231	1,125	0,746	0,097	2,04	16,67	55,7	18,74
0,4	0,2702	3,35	0,00646	−0,0918	1,130	0,125	0,137	1,94	17,53	58,6	19,8
0,425	0,3605	3,358	0,00810	−0,1538	1,138	−0,3905	0,177	2,01	16,92	56,8	19,25
0,45	0,5405	3,383	0,0115	−0,2725	1,164	−1,360	0,258	2,46	13,82	46,8	16,1
0,475	1,0810	3,51	0,0218	−0,619	1,297	−4,16	0,498	4,75	7,17	25,15	9,30
0,5	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	0	6,65	4,25
0,525	−1,0810	3,51	−0,0197	0,747	1,330	6,62	−0,464	6,75	5,04	17,7	6,70
0,54	−0,676	3,405	−0,0120	0,488	1,211	4,55	−0,284	4,79	7,10	24,2	8,61
0,55	−0,5405	3,38	−0,00940	0,400	1,180	3,86	−0,224	4,16	8,17	27,6	9,65
0,575	−0,3605	3,36	−0,00626	0,2845	1,147	2,92	0,1435	3,35	10,13	34,0	11,62
0,6	−0,2702	3,35	−0,00431	0,225	1,137	2,43	−0,1034	2,96	11,50	38,5	13,06
0,65	−0,1802	3,343	−0,00265	0,1635	1,130	1,919	−0,0632	2,58	13,18	44,1	14,9
0,7	−0,1351	3,342	−0,00185	0,1314	1,125	1,647	−0,0431	2,406	14,13	47,2	15,9
0,75	−0,1081	„	−0,00138	0,1111	1,124	1,462	−0,0311	2,288	14,87	49,8	16,7
0,8	−0,09005	3,34	−0,00108	0,0972	1,123	1,330	−0,0231	2,216	15,36	51,3	17,24
0,85	−0,0772	„	−0,00087	0,0866	1,122	1,231	−0,0174	2,16	15,73	52,5	17,67
0,9	−0,0676	„	−0,00072	0,0784	1,122	1,150	−0,0131	2,12	16,04	53,6	18,0
0,95	−0,06005	„	−0,000605	0,0718	1,121	1,084	−0,0097	2,086	16,30	54,5	18,3
1,0	−0,05405	„	−0,00051	0,0662	1,121	1,029	−0,007	2,066	16,45	55,0	18,43
1,5	−0,0270	„	−0,00017	0,0393	1,120	0,7325	0,005	1,94	17,50	58,5	19,63
2,0	−0,0180	„	−0,00008	0,0273	„	0,606	0,009	1,904	17,85	59,6	20,0
5	−0,0060	„	−0,00001	0,01020	„	0,402	0,014	1,858	18,3	61,1	20,5
10	−0,00284	„	—	0,00500	„	0,337	0,016	1,84	18,48	61,7	20,7
50	−0,00055	„	—	0,00098	„	0,287	0,017	1,838	18,5	61,8	20,7
100	−0,00027	„	—	0,00049	„	0,281	0,017	1,836	18,51	61,8	20,75

II. Leistungsverhältnisse.

Hauptgleichungen:

$$W_{2m}^{\text{Watt}} = (1-s)\left[J_2^2 \frac{0{,}130}{s} - J_3^2 \frac{1{,}47}{1-2s}\right] \quad \text{E)}$$

$$D^{\text{mkg}} = \frac{W_{2m}}{1233\,(1-s)} = \frac{J_2^2}{1000} \cdot \frac{0{,}1053}{s} - \frac{J_3^2}{100} \cdot \frac{0{,}119}{1-2s} \quad \text{F)}$$

Zahlentafel 8.

s	$\cos\varphi_1$	$W_i = 3A_1 J_1 \cos\varphi_1$	$J_s = \sqrt{J_1^2 + J_3^2}$	$(\cos\varphi_1)i$	$J_2^2 \frac{r_2}{s}$	$-6J_2^3 \frac{r_1}{1-2s}$	D	W_{2m}	η
$-\infty$	0,147	311	27,8	0,110	0	0	0	— 748	—
—100	0,147	311	27,8	0,110	— 4,98	— 2,51	—0,00607	— 756	—
—50	0,140	297	27,85	0,1045	— 9,96	— 5,0	—0,0121	— 763	—
—10	0,070	148,8	29,5	0,0494	— 50,05	— 24,9	—0,0607	— 824	—
—1	— 0,125	— 264	27,55	—0,0094	— 495	— 167,2	—0,537	—1324	0,199
—0,5	— 0,345	— 671	25,6	—0,257	— 839	— 212	—0,853	—1575	0,425
—0,25	— 0,614	— 921	19,65	—0,460	— 984	— 167	—0,934	—1440	0,640
—0,1	— 0,809	— 630	10,20	—0,615	— 638	— 53,75	—0,561	— 761	0,830
—0,05	— 0,740	— 338	5,67	—0,584	— 348	— 16,0	—0,295	— 382	0,885
0	— 0,015	+ 3,44	2,25	0,015	0	0	0	0	0
0,05	0,785	354	5,62	0,617	348	— 19,6	0,266	312	0,881
0,075	0,822	511	7,96	0,629	507,5	— 45,4	0,375	427	0,835
0,1	0,824	645	10,13	0,625	635	— 80,5	0,449	499	0,773
0,15	0,779	845	14,23	0,582	855	— 185,5	0,543	569	0,673
0,2	0,711	959	17,56	0,535	1000	— 332	0,542	535	0,558
0,25	0,629	980	20,45	0,470	1073	— 544	0,429	396	0,404
0,3	0,525	920	23,0	0,392	1130	— 860	0,219	189	0,205
0,35	0,384	733	25,05	0,287	1153	—1358	—0,166	— 133	—
0,4	0,145	293	26,4	0,109	1116	—2260	—0,929	— 686	—
0,425	— 0,062	— 118	25,6	—0,045	987	—2810	—1,478	—1049	0,113
0,45	— 0,340	— 558	21,2	—0,258	632,5	—2810	—1,765	—1197	0,466
0,475	— 0,537	— 509	11,73	—0,425	173,3	—1510	—1,084	— 701	0,725
0,5	+ 0,032	+ 13,0	4,25	0,032	11,5	0	0,0093	5,75	0,442
0,525	0,703	480	8,39	0,561	77,6	746	0,668	391,5	0,815
0,54	0,742	651	11,17	0,572	141,0	925	0,865	490	0,753
0,55	0,745	734	12,63	0,570	180,3	981	0,942	523	0,713
0,575	0,725	860	15,4	0,548	261	1006	1,027	539	0,627
0,6	0,692	920	17,4	0,518	321,5	972	1,050	517,5	0,563
0,65	0,638	970	19,9	0,478	389,0	853	1,008	435	0,449
0,7	0,596	965	21,3	0,445	415	735	0,932	345	0,358
0,75	0,558	981	22,3	0,418	430	641	0,870	268	0,282
0,8	0,530	932	23,1	0,396	428	577	0,815	201,0	0,216
0,85	0,503	905	23,6	0,376	421	520	0,763	141,0	0,156
0,9	0,482	885	24,1	0,360	415	472,5	0,720	88,75	0,100
0,95	0,463	865	24,5	0,346	407	434	0,682	42,1	0,049
1,0	0,446	838	24,7	0,332	393	398	0,642	0	0
1,5	0,345	690	26,15	0,259	296,5	225	0,423	— 26,08	—
2,0	0,293	598	26,8	0,219	231	156	0,314	— 387	—
5,0	0,212	444	27,5	0,158	97,0	54,8	0,123	— 607	—
10	0,175	369	27,75	0,130	49,5	26,4	0,0615	— 683	—
50	0,157	331	27,8	0,110	9,92	5,09	0,0122	— 736	—
100	0,147	311	27,8	0,110	4,95	2,53	0,00606	— 741	—

B. Der Ossannakreis der regulären (dreiphasigen) Rotorschaltung

berechnet unter Vernachlässigung der Eisenverluste und der Sättigung für folgende Hauptdaten:

$$\Delta_1 = 34 \text{ Volt pro Phase;}$$
$$\nu_1 = 40 \sim;\ n_1 = 1200.$$

Ferner pro Phase: $K_1 = 15{,}13\ \Omega;\ r_1 = 0{,}245\ \Omega$

$$K_1 = 4{,}32\ \Omega$$

und folgende drei Fälle:

α) Normalfall ohne Rotorwiderstände (Diagramm 8):

$$r_2 = 0{,}065\ \Omega;\ \sigma_t = 0{,}0476 = 1 - \frac{1}{(1+\sigma_1)(1+\sigma_2)} \quad \ldots\ldots$$

β) $r_{2\nu} = 0{,}585\ \Omega$ pro Phase der Rotorwicklung vorgeschaltet. (Diagramm 8).

$r_2 = 0{,}65\ \Omega;\ \sigma_t = 0{,}0476$ (entsprechend $\sigma = 2{,}10$) $\ldots\ldots$

δ) Normalfall mit vergrößerter Streuung:

$r_2 = 0{,}065\ \Omega;\ \sigma_t = 0{,}0566$ (entsprechend $\sigma = 2{,}12$) $\ldots\ldots$

a) Normalfall ohne Rotorwiderstände.

$r_2 = 0{,}065;\ \sigma_t = 0{,}0476$

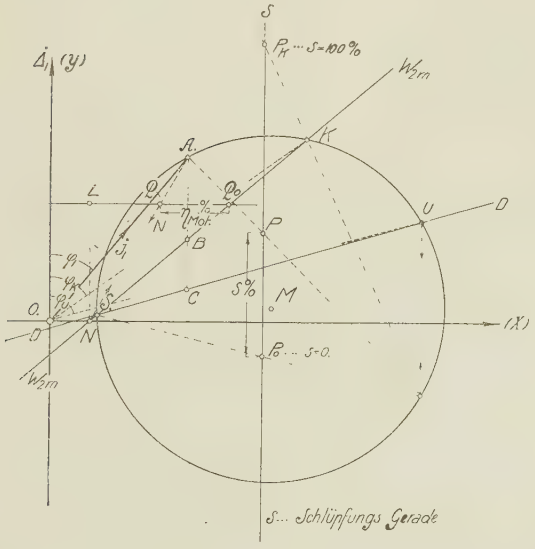


Abb. 22.

Unter Benutzung der in Abb. 22 eingetragenen Bezeichnungen lauten die Gleichungen des Ossanakreises, soweit sie für unsere Zwecke in Betracht kommen:

Mittelpunkts-Koordinaten: $x_m = \frac{\Delta_1}{K_1} \cdot \frac{1+\sigma_t}{2} \cdot \frac{1}{\sigma_t + \left(\frac{r_1}{K_1}\right)^2} = 24{,}6$ Amp.

$$y_m = \frac{\Delta_1}{K_1} \cdot \frac{r_1}{K_1} \cdot \frac{1}{\sigma_t + \left(\frac{r_1}{K_1}\right)^2} = 0{,}76 \text{ Amp.}$$

Radius: $R = \frac{\Delta_1}{K_1} \cdot \frac{1-\sigma_t}{2} \cdot \frac{1}{\sigma_t + \left(\frac{r_1}{K_1}\right)^2} = 22{,}35$ Amp.

Punkt S (Synchronismus): $x_s = \frac{\Delta_1}{K_1} \cdot \frac{1}{1 + \left(\frac{r_1}{K_1}\right)^2} = 2{,}25$ Amp.

$$y_s = \frac{\Delta_1}{K_1} \cdot \frac{1}{1 + \left(\frac{r_1}{K_1}\right)^2} \cdot \frac{r_1}{K_1} = 0{,}0364 \text{ Amp.}$$

Punkt U (Unendliche Schlüpfung): $\operatorname{tg}(90^0 - \varphi_u) = \frac{r_1}{\sigma_t \cdot K_1} = 0{,}340.$

Punkt K (Stillstand): $\operatorname{tg}(90^0 - \varphi_K) = \frac{r_1\left(1 + \left(\frac{r_2}{K_2}\right)^2\right) + r_2 \frac{K_1}{K_2}(1-\sigma_t)}{K_1\left(\sigma + \left(\frac{r_2}{K_2}\right)^2\right)} = 0{,}640.$

Maßstab des Drehmomentes:

Pro Phase: $D^{\text{mkg}} = \frac{\Delta_1 - 2 r_1 y_m}{9{,}81 \cdot 2\pi \cdot \frac{\nu_1}{p}} (y - x) = 0{,}0273 \cdot \overline{AC}$

Für alle 3 Phasen: $D^{\text{mkg}} = 0{,}0819 \cdot \overline{AC}$ (AC in Amp. einzuführen!).

Maßstab der mechanischen Leistung:

Pro Phase: $W_{2m}{}^{\text{Watt}} = \left[\Delta_1 - 2 y_m \cdot \left(r_1 + r_2 \frac{K_1}{K_2}\right)\right](y - t) = 33{,}3\ \overline{AB}$

Für alle 3 Phasen: $W_{2m}{}^{\text{Watt}} = 99{,}9\ \overline{AB}$ (AB in Amp. einzuführen!).

Maßstab des Wirkungsgrades:

$$\angle\, \varrho_0 = 100 \cdot \frac{\Delta_1 - 2 y_m \left(r_1 + r_2 \frac{K_1}{K_2}\right)}{\Delta_1} = 97{,}88.$$

β) $r_{2v} = 0{,}585\ \Omega$ pro Phase der Rotorwicklung vorgeschaltet.

$r_2 = 0{,}650\ \Omega$; $\sigma_t = 0{,}0467$.

Kreis und Drehungsmomenten-Gerade nebst Maßstab wie unter α.

Punkt K: $\operatorname{tg}(90^0 - \varphi_K) = 2{,}28.$

Maßstab der mechanischen Leistung:

Pro Phase: $W_{2m} = 30{,}2\ \bar{AB}$

Für alle 3 Phasen: $W_{2m} = 90{,}6\ \bar{AB}$

Maßstab des Wirkungsgrades: $\angle\ Q_0 = 88{,}74$.

γ) Normalfall mit vergrößerter Streuung.

$r_2 = 0{,}065$; $\sigma_t = 0{,}0566$.

Mittelpunktskoordinaten: $x_m = 20{,}85$ Amp.

$y_m = 0{,}64$ Amp.

Radius: $R = 18{,}6$ Amp.

Pkt. S (Synchronismus): $x_s = 2{,}25$ Amp.

$y_s = 0{,}0364$ Amp.

Pkt. U (Unendl. Schlüpfung): $\operatorname{tg}(90^0 - \varphi_u) = 0{,}286$

Pkt. K (Stillstand): $\operatorname{tg}(90^0 - \varphi_K) = 0{,}535$

Maßstab des Drehmomentes: pro Phase: $D^{mkg} = 0{,}02735\ \bar{AC}$

Für alle drei Phasen: $D^{mkg} = 0{,}08205\ \bar{AC}$

Maßstab der mechanischen Leistung: pro Phase: $W_{2m}{}^{Watt} = 33{,}4\ \bar{AB}$

Für alle drei Phasen: $W_{2m}{}^{Watt} = 100{,}2\ \bar{AB}$

Maßstab des Wirkungsgrades: $\angle\ Q_0 = 98{,}22$.

C. Experimentelle Untersuchungen.

Vorgenommen an dem beschriebenen Motor der S.-S.W. unter Mitwirkung der Herren stud. el. Gut und Bauer.

I. Untersuchung der Strom- und Leistungsverhältnisse der Statorseite.

Konstant gehalten: $\Delta_s = 34$ Volt pro Phase. $\nu_1 = 40 \sim$; $n_1 = 1200$; $\Delta_h = 48$ Volt. — Rotor kurzgeschlossen: $r_2 = r_2' = 0{,}130\ \Omega$.

Zahlentafel 9.

Nr.	n_2	J_s	$W_{s/s} = \Delta_s J_s (\cos\varphi_1)i$	$(\cos\varphi_1)i$	φ_1	$\cos\varphi_1$	$\sin\varphi_1$	$W_{II} = \Delta_h J_1 \sin\varphi_1$	J_1	$\sqrt{J_s^2 - J_1^2}$	$W_{1/s} = \Delta_1 J_1 \cos\varphi_1$
1	1555	20,4	—310	—0,447	121° 39,6′	—0,525	0,851	640	15,7	13,0	—281
2	1515	19,3	—310	—0,472	124° 40,8′	—0,569	0,822	580	14,7	12,9	—284
3	1475	18,3	—305	—0,490	128° 37,2′	—0,625	0,781	530	14,10	11,7	—300
4	1395	14,2	—270	—0,560	133° 56,4′	—0,694	0,720	385	11,15	8,8	—263
5	1355	12,4	—247,5	—0,586	136° 26,4′	—0,724	0,689	315	9,53	7,9	—234
6	1260	5,2	—110	—0,622	134° 12,0′	—0,697	0,717	150	4,36	2,85	—103
7	1220	2,5	?	?	105° 56,4′	—0,275	0,961	110	2,39	0,73	—224
8	1180	2,6	35	0,431	67° 46,2′	0,378	0,926	110	2,48	0,78	31,9
9	1140	5,45	125	0,675	38° 31,2′	0,783	0,623	130	4,35	3,3	116
10	1105	8,0	185	0,680	35° —	0,819	0,574	175	6,35	4,85	177
11	1065	10,9	237,5	0,640	36° 6′	0,808	0,589	230	8,15	7,25	224
12	1025	14,2	287,5	0,595	39° 24′	0,773	0,635	335	11,0	9,0	289
13	980	16,4	307,5	0,551	43° 30′	0,725	0,588	410	12,4	10,7	306
14	945	17,8	325	0,536	46° 36′	0,687	0,726	475	13,6	11,5	318
15	905	20,4	320	0,461	52° 48′	0,604	0,797	590	15,40	13,4	316
16	865	22,0	305	0,407	58° 36′	0,521	0,853	660	16,1	15,0	286
17	690	21,9	— 90	—0,121	96° 24′	—0,112	0,994	840	17,6	13,0	— 67
18	670	18,7	—115	—0,181	101° 48′	—0,205	0,979	725	15,45	10,5	—107
19	630	10,9	— 72,5	—0,196	102° 6′	—0,209	0,978	440	9,4	5,3	— 66,9
20	610	8,1	— 30	—0,109	98° 18′	—0,145	0,989	365	7,7	2,5	— 38
21	595	6,1	?	?	78° 10,8′	0,205	0,979	285	6,08	0,49	— 42,3
22	575	7,4	97,5	0,388	48° 48′	0,658	0,753	265	7,34	0,94	164
23	535	10,2	205	0,591	42° 25,2′	0,738	0,674	295	9,12	4,55	229
24	455	14,9	285	0,563	41° 12′	0,753	0,658	390	12,35	8,3	316
25	380	17,8	315	0,520	46° 27,8′	0,688	0,725	495	14,25	10,65	333
26	340	18,8	317,5	0,524	47° 12′	0,680	0,733	525	14,9	11,45	349
27	245	20,4	320	0,461	51° 36′	0,621	0,783	585	15,6	13,1	330
28	205	20,8	317,5	0,449	51° 9,6′	0,627	0,779	610	16,3	12,9	348
29	155	21,4	317,5	0,437	53° 9,6′	0,599	0,800	625	16,3	13,9	332
30	—60	23,0	290	0,371	58° 6′	0,528	0,849	700	17,25	15,2	310
31	—170	23,5	287,5	0,360	58° 42′	0,520	0,854	740	18,1	14,9	320
32	—280	24,0	280	0,343	60° 6′	0,499	0,867	770	18,5	15,3	313
33	—380	24,15	272,5	0,331	61° 18′	0,480	0,877	790	18,8	15,75	307
34	—480	24,3	260	0,315	61° 36′	0,476	0,879	790	18,75	15,45	304
35	—670	24,6	250	0,299	62° 9,6′	0,467	0,884	805	19	15,6	302
36	—865	25,0	235	0,276	63° 36′	0,445	0,896	830	19,3	15,9	292

II. Untersuchung der Leistungsverhältnisse für verschiedene Rotorwiderstände.

Für alle Versuchsreihen konstant gehalten:

$$\Delta_1 = 34 \text{ Volt pro Phase}$$
$$\nu_1 = 40 \sim;\ n_1 = 1200\ (p = 2).$$

a) Normalfall: Rotor kurz geschlossen; Eigenwiderstand $r_2' = 0{,}130\ \Omega$.

Zahlentafel 10.

Nr.	n_2	D_{mkg}	W_{2m} Watt	Nr.	n_2	D_{mkg}	W_{2m} Watt
1	1555	—1,120	—1740	24	800	—0,573	— 471
2	1505	—1,070	—1655	25	730	—1,525	—1143
3	1455	—0,995	—1486	26	690	—1,556	—1100
4	1405	—0,866	—1250	27	670	—1,430	— 984
5	1355	—0,660	— 917	28	650	—0,998	— 666
6	1305	—0,448	— 600	29	630	—0,602	— 390
7	1250	—0,169	— 218	30	615	—0,191	— 120,5
8	1160	0,162	193	31	595	0,153	93,4
9	1115	0,301	344	32	575	0,493	291
10	1065	0,398	435	33	555	0,620	357
11	1065	0,405	443	34	545	0,690	386
12	1045	0,404	433	35	515	0,830	440
13	1025	0,405	427	36	500	0,863	444
14	1015	0,430	449	37	480	0,910	449
15	1005	0,399	412	38	450	0,925	427
16	985	0,331	345	39	440	0,925	418
17	965	0,356	353	40	420	0,920	387
18	925	0,256	243	41	380	0,930	363
19	885	0,063	57,3	42	340	0,902	315
20	860	—0,055	— 48,5	43	290	0,886	264
21	835	—0,246	— 211	44	235	0,853	206
22	830	—0,340	— 290	45	185	0,835	159
23	825	—0,325	— 275	46	160	0,821	135

NB. Wie bisher bezeichnet D das gesamte auf den Rotor übertragene Moment inklusive Reibungsmoment, W_{2m} die gesamte auf den Rotor übertragene mechanische Leistung. Die später berechneten Werte von η enthalten also die Reibungsverluste noch nicht.

Fortsetzung des Versuches a).

Zahlentafel 11.

Nr.	n_2	J_s	W_s	J_ϱ
1	1455	12,55	—735	29,2
2	1410	10,45	—637,5	23,9
3	1355	7,55	— 440	16,8
4	1305	5,0	—285	10,8
5	1260	3,2	—150	6,0
6	1160	3,7	270	6,1
7	1110	6,25	410	12,3
8	1060	9,2	607,5	20,2
9	1000	13,7	870	30,9
10	965	16,35	910	36,9
11	905	19,4	948	44,4
12	870	21,4	930	47,5
13	855	21,6	925	49,0
14	690	20,7	—270	45,2
15	670	16,75	—349	34,9
16	640	12,2	—232,5	24,8
17	605	6,3	+ 52,5	10,2
18	575	7,1	385	14,1
19	525	11,3	680	24,3
20	475	14,2	835	13,3
21	450	15,35	870	34,4
22	430	16,0	900	36,1
23	380	17,5	924	39,4
24	333	18,45	932	41,9
25	280	19,3	982	44,0
26	205	20,7	940	46,5
27	160	21,5	930	48,0

Aus den graphisch korrigierten Werten.

Zahlentafel 12.

n_2	$W_2 m$	W_s	η_{Mot}	n_2	$W_2 m$	W_s	η_{Mot}
1200	0	24	0	575	265	390	0,680
1180	102	120	0,850	550	370	560	0,660
1160	188	200	0,94	525	427	680	0,628
1140	265	282	0,940	500	447	765	0,584
1120	328	368	0,89	475	443	834	0,525
1100	380	450	0,845	450	427	875	0,488
1080	416	536	0,776	400	380	913	0,416
1060	434	614	0,707	350	328	927	0,354
1040	435	700	0,622	300	274	935	0,294
1020	425	774	0,549	250	222	938	0,237
1000	407	840	0,485	200	172	936	0,184
975	373	900	0,414	100	80	920	0,087
950	320	940	0,340	0	0	900	0
925	243	960	0,253				
900	145	958	0,152				

b) $r_{2v} = 0{,}214\,\Omega$ der Rotorwicklung vorgeschaltet:

$r_2 = r_2' + r_{2v} = 0{,}130 + 0{,}214 = 0{,}344\,\Omega$.

Zahlentafel 13.

Nr.	n_2	J_s	W_s	$(\cos\varphi_1)_i$	J_ϱ	D^{mkg}	W_{2m}^{Watt}
1	1555	9,2	—599	—0,638	21,4	—0,633	—1010
2	1505	8,0	—503	—0,616	18,6	—0,520	—804
3	1455	6,7	—417	—0,610	15,3	—0,430	—642
4	1405	5,65	—326	—0,566	12,0	—0,350	—505
5	1355	4,6	—239	—0,510	9,1	—0,265	—369
6	1260	2,65	— 70,5	—0,260	3,2	—0,118	—153
7	1160	3,75	102,5	0,268	2,2	0,0945	112
8	1115	3,5	181	0,508	4,8	0,139	159
9	1065	4,55	279	0,602	8,15	0,213	233
10	1015	5,6	356	0,624	11,0	0,266	277
11	965	6,75	443,5	0,645	14,0	0,316	313
12	915	8,2	545	0,651	17,7	0,374	352
13	865	9,65	625	0,635	21,4	0,395	351
14	820	11,2	704	0,615	24,55	0,395	333
15	790	12,3	770	0,613	28,5	0,358	290
16	770	14,4	823	0,560	32,3	0,302	239
17	750	14,9	845	0,555	33,5	0,228	176
18	650	15,7	80	0,050	32,8	—0,908	—606
19	640	14,25	25	0,017	29,8	—0,835	—549
20	640	13,4	0	0	26,7	—0,780	—512
21	635	10,65	— 15,0	—0,014	21,4	—0,575	—375
22	610	6,9	+ 54,0	0,077	12,0	—0,212	—134
23	595	5,4	172,5	0,313	8,35	0,105	642
24	575	6,05	340	0,565	11,6	0,390	230
25	535	8,0	505	0,618	17,0	0,577	317
26	515	9,2	567,5	0,605	19,7	0,634	335
27	480	10,35	657,5	0,622	23,3	0,682	336
28	430	11,7	721,5	0,605	26,85	0,724	320
29	380	13,1	805	0,602	29,35	0,775	302
30	340	13,9	840	0,593	31,2	0,798	279
31	320	14,1	853	0,592	31,8	0,795	261
32	245	15,25	895	0,575	34,9	0,825	207
33	170	16,25	910	0,550	37,6	0,825	144

Zahlentafel 14.[1]

n_2	W_{2m}	W_s	$\eta_{Mot.}$
1200	0	24	0
1180	40	66	0,606
1160	79	102	0,775
1140	117	136	0,860
1120	150	172	0,872
1100	183	207	0,884
1080	210	243	0,864
1060	235	280	0,840
1040	256	313	0,818
1020	277	350	0,791
1000	295	388	0,760
950	332	477	0,697
900	252	565	0,623
850	350	666	0,525
800	302	1750	0,403
575	228	345	0,660
550	300	460	0,652
525	326	545	0,598
500	336	616	0,545
475	336	670	0,501
450	330	710	0,465
400	310	782	0,396
350	283	830	0,341
300	250	863	0,290
250	212	885	0,240
200	170	904	0,188
100	80	925	0,087
0	0	935	0

1) Aus den graphisch korrigierten Werten berechnet.

c) $r_{2\nu} = 0{,}426\ \Omega$ der Rotorwicklung vorgeschaltet:

$$r_2 = r_2' + r_{2\nu} = 0{,}130 + 0{,}426 = 0{,}556\ \Omega.$$

Zahlentafel 15.

Nr.	n	J_s	W_s	$\cos\varphi$	J_g	D	W_g Watt
1	1555	6,05	—369,5	—0,599	13,5	—0,420	—670
2	1505	5,5	—325	—0,580	12,05	—0,370	—572
3	1455	4,7	—260	—0,542	9,8	—0,302	—451
4	1405	4,1	—205,5	—0,491	7,85	—0,232	—335
5	1355	3,5	—140	—0,392	5,6	—0,165	—230
6	1260	2,75	— 20	—0,071	1,6	—0,051	— 66
7	1160	2,75	87,5	0,312	1,6	0,063	75
8	1115	3,1	146	0,461	3,6	0,100	114
9	1065	3,8	207,5	0,546	5,7	0,145	159
10	1015	4,4	267	0,595	7,65	0,182	190
11	965	5,0	324,0	0,635	9,6	0,228	226
12	915	6,0	382,5	0,625	11,7	0,266	250
13	865	6,7	440,5	0,645	13,7	0,295	262
14	830	7,65	506	0,649	16,1	0,327	279
15	790	8,4	542,5	0,632	18,0	0,338	274
16	750	9,7	627,5	0,634	21,8	0,318	245
17	730	10,5	690	0,645	23,4	0,279	209
18	710	11,2	690	0,605	25,6	0,240	175
19	700	12,1	740	0,600	27,7	0,157	113
20	640	12,2	170	0,136	24,75	—0,479	—344
21	630	11,3	185	0,160	22,8	—0,437	—283
22	630	11,7	220	0,184	23,3	—0,456	—296
23	605	6,3	185	0,286	10,2	—0,0724	— 45
24	595	4,9	200	0,400	7,6	0,189	115
25	575	5,2	292,5	0,551	9,45	0,311	184
26	535	6,9	242,5	0,628	14,4	0,467	256
27	525	7,3	465	0,624	16,6	0,486	262
28	515	7,6	495	0,637	16,1	0,508	268
29	495	7,9	525	0,651	18,45	0,520	264
30	475	8,0	555	0,680	18,45	0,549	267
31	410	8,9	627,5	0,690	21,4	0,598	252
32	380	9,7	662	0,668	22,9	0,630	246
33	330	10,35	680	0,643	23,9	0,644	218
34	300	10,8	707,5	0,641	25,2	0,669	206
35	280	11,3	725	0,630	25,6	0,661	190
36	205	12,2	765	0,615	27,7	0,689	145
37	160	12,8	790	0,605	29,15	0,711	117

Zahlentafel 16.[1]

n	$W_{2\nu}$	W_s	η Mot.
1200	0	24	0
1175	35	65	0,538
1150	67	96	0,680
1125	96	126	0,760
1100	122	160	0,762
1075	145	190	0,762
1050	160	220	0,755
1025	185	250	0,740
1000	205	282	0,726
950	235	340	0,692
900	258	402	0,642
850	272	470	0,580
800	275	540	0,510
750	242	628	0,385
700	128	730	0,175
575	192	310	0,620
550	242	400	0,605
525	262	465	0,564
500	270	515	0,524
475	270	554	0,488
450	265	585	0,453
400	250	636	0,393
350	230	680	0,338
300	202	712	0,284
250	172	744	0,231
200	142	770	0,185
100	75	815	0,092
0	0	850	0

1) aus den graphisch korrigierten Werten berechnet.

d) $r_{2v} = 0{,}786\ \Omega$ der Rotorwicklung vorgeschaltet:
$r_2 = r_2' + r_{2v} = 0{,}130 + 0{,}786 = 0{,}916\ \Omega$.

Zahlentafel 17.

Nr.	n_2	Js	Ws	$(\cos\varphi_1)i$	J_Q	Dmkg	W_{2m}Watt
1	1555	4,15	—227	—0,536	8,55	—0,320	—511
2	1505	3,75	—195	—0,510	7,45	—0,263	—407
3	1455	3,3	—155	—0,460	6,1	—0,201	—300
4	1405	2,9	—120	—0,410	4,9	—0,144	—208
5	1355	2,6	—81,5	—0,307	3,5	—0,107	—149
6	1160	2,3	72,5	0,309	1,0	0,039	46,5
7	1115	2,5	107,5	0,421	2,3	0,067	76,6
8	1065	2,75	146	0,520	3,5	0,0945	103
9	1015	3,1	181	0,572	4,7	0,117	122
10	965	3,55	265	0,570	6,1	0,154	153
11	915	4,05	257,5	0,647	7,4	0,185	174
12	895	4,25	275	0,635	7,9	0,187	172
13	865	4,5	290	0,631	8,5	0,207	184
14	830	5,0	332,5	0,650	9,8	0,222	189
15	790	5,55	367,5	0,649	11,2	0,248	202
16	750	6,2	420	0,653	13,25	0,263	204
17	710	6,9	457,5	0,650	14,5	0,264	192
18	670	8,5	495	0,570	18,2	0,200	138
19	640	9	502,5	0,539	17,6	—0,149	—96,4
20	620	7,5	215	0,281	14,4	—0,113	— 71,9
21	610	6,3	30	0,0466	12,5	0,023	— 15
22	575	4,5	260	0,566	7,85	0,248	146
23	525	5,75	380	0,648	11,5	0,358	193
24	475	6,55	440	0,658	13,8	0,400	195
25	430	7,1	475	0,656	15,3	0,425	188
26	380	7,7	511,5	0,652	16,3	0,445	174
27	330	8,1	537,5	0,650	17,4	0,467	158
28	280	8,7	566,5	0,638	18,65	0,483	139
29	225	9,1	592,5	0,638	19,7	0,520	120
30	185	9,5	612,5	0,632	20,55	0,531	101
31	150	9,8	627,5	0,627	21,2	0,535	825

Zahlentafel 18.[1]

n_2	W_{2m}	Ws	η Mot
1200	0	24	0
1150	48	80	0,600
1100	80	118	0,678
1050	110	158	0,695
1000	136	196	0,694
950	156	234	0,666
900	174	275	0,632
850	187	316	0,592
800	199	362	0,550
750	205	410	0,500
700	185	468	0,395
650	65	520	0,125
625	—100	15	—
600	40	160	0,250
575	147	260	0,565
550	180	324	0,555
525	195	375	0,520
500	197	410	0,480
475	195	440	0,443
450	191	462	0,413
400	180	500	0,360
350	165	532	0,310
300	147	560	0,263
250	128	585	0,219
200	107	606	0,177
100	55	640	0,086
0	0	672	0

1) Aus den graphisch korrigierten Werten berechnet.

e) $r_{2v} = 1{,}306\,\Omega$ der Rotorwicklung vorgeschaltet:

$$r_2 = r_2' + r_{2v} = 0{,}130 + 1{,}306 = 1{,}436\,\Omega.$$

Zahlentafel 19.

Nr.	n_2	J_s	W_s	$(\cos\varphi_1)_i$	J_ϱ	D^{mkg}	W_{2m}^{Watt}
1	1555	3,10	—137,5	—0,435	5,6	—0,210	— 336
2	1505	2,8	—116,0	— 0,406	4,8	—0,145	—224
3	1455	2,55	— 89,5	—0,344	3,9	—0,118	—176
4	1405	2,5	— 66	—0,259	3,05	—0,092	—133
5	1355	2,3	— 46	—0,196	2,45	—0,072	— 99,5
6	1260	2,15	— 10	—0,0456	1,0	—0,035	— 45,8
7	1160	2,25	66,0	+0,288	1,0	0,032	38
8	1115	2,3	89	0,380	1,6	0,045	51,5
9	1065	2,5	105	0,411	2,45	0,0645	70,5
10	1015	2,65	133,0	0,492	3,3	0,0826	86
11	965	2,85	157,5	0,541	4,1	0,093	92
12	915	3,10	182,5	0,576	4,8	0,102	96
13	865	3,4	205,5	0,592	5,7	0,136	121
14	810	3,7	228	0,604	6,4	0,144	120
15	770	4,1	262	0,625	7,55	0,177	140
16	730	4,5	294	0,640	8,65	0,191	143
17	690	4,9	320	0,640	9,7	0,194	138
18	670	5,4	345	0,626	10,6	0,188	129
19	650	6,2	380	0,601	12,35	0,154	103
20	620	5,95	237,5	0,556	10,5	0,0212	13,5
21	615	5,1	245	0,471	8,0	0,0394	24,7
22	595	3,75	179,5	0,469	5,6	0,146	89
23	575	3,85	225	0,572	6,4	0,185	109
24	535	4,45	284	0,625	8,25	0,243	133
25	480	5,0	330	0,646	9,8	0,287	143
26	430	5,4	355	0,645	10,7	0,294	130
27	360	5,8	383,5	0,648	11,8	0,321	119
28	330	6,05	400	0,648	12,25	0,336	114
29	280	6,3	415	0,645	12,95	0,357	103
30	245	6,5	430	0,648	13,55	0,378	95
31	205	6,65	445	0,656	14,1	0,394	83
32	180	6,8	450	0,646	14,4	0,404	75
33	130	7,1	467,5	0,645	15,1	0,395	53

Zahlentafel 20.[1]

n_2	W_{2m}	W_s	η_{Mot}
1200	0	24	0
1150	30	60	0,500
1100	52	85	0,612
1050	72	110	0,655
1000	88	137	0,642
950	102	162	0,630
900	114	186	0,613
850	125	210	0,595
800	134	238	0,563
750	141	270	0,522
700	140	310	0,452
650	102	384	0,266
625	32	370	0,0865
600	70	165	0,425
575	110	228	0,482
550	128	268	0,478
525	137	290	0,472
500	140	310	0,452
475	140	326	0,430
450	137	340	0,403
400	130	368	0,354
350	120	390	0,308
300	108	410	0,264
250	99	428	0,231
200	78	442	0,170
100	41	470	0,087
0	0	490	0

1) Aus den graphisch korrigierten Werten berechnet.

Beilage.

Erklärungen.

Blatt 1: Experimentell ermittelte Charakteristiken.

Ad Diagramm 3: a) Rotor kurzgeschlossen . . $r_{2v}=0$ . . . . $r_2=0{,}130\ \Omega$
b) Rotor-Vorschaltwiderstand $r_{2v}=0{,}214\ \Omega$; $r_2=0{,}344\ \Omega$
c) „ $r_{2v}=0{,}426\ \Omega$; $r_2=0{,}556\ \Omega$
d) „ $r_{2v}=0{,}786\ \Omega$; $r_2=0{,}916\ \Omega$
e) „ $r_{2v}=1{,}306\ \Omega$; $r_2=1{,}436\ \Omega$

Blatt 2: Theoretische Vektorendiagramme.

Diagramm 4 und 5 Normalfall . . . . . α
Diagramm 6 und 7 mit Rotor-Vorschaltwiderstand β
Diagramm 8 Ossannakreis für . . . . . α und β

Blatt 3: Theoretische Lineardiagramme.

Zeichenerklärung: ——— Normalfall . . . . . α
——— mit Rotor-Vorschaltwiderstand β
- - - - - mit Stator-Vorschaltwiderstand γ
—·—·— mit größerer Streuung . . . . . δ

Strom- und Leistungsverhältnisse der Statorseite.

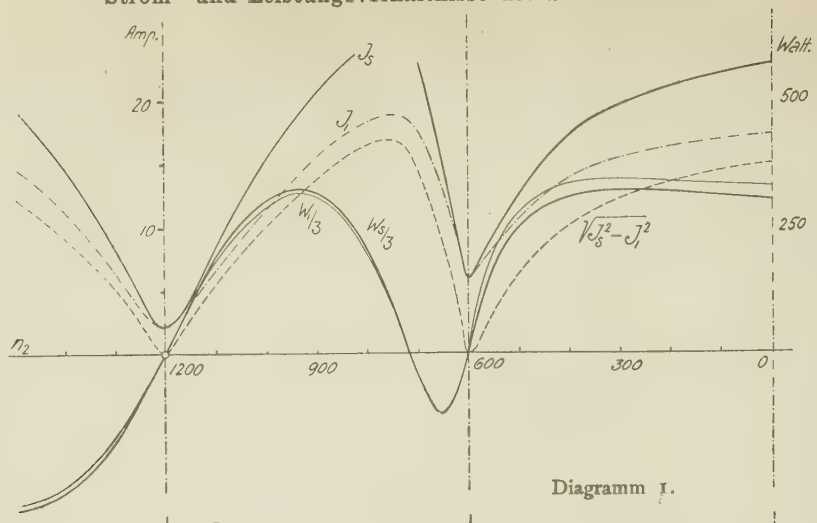


Diagramm 1.

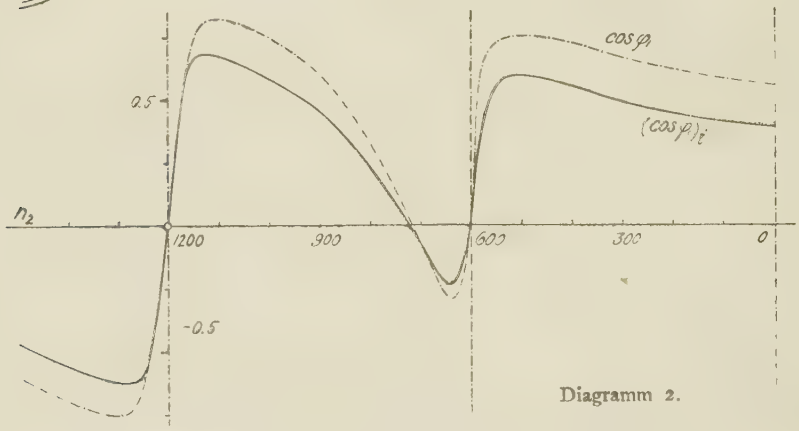


Diagramm 2.

Drehmomentenkurven für verschiedene Rotorwiderstände.

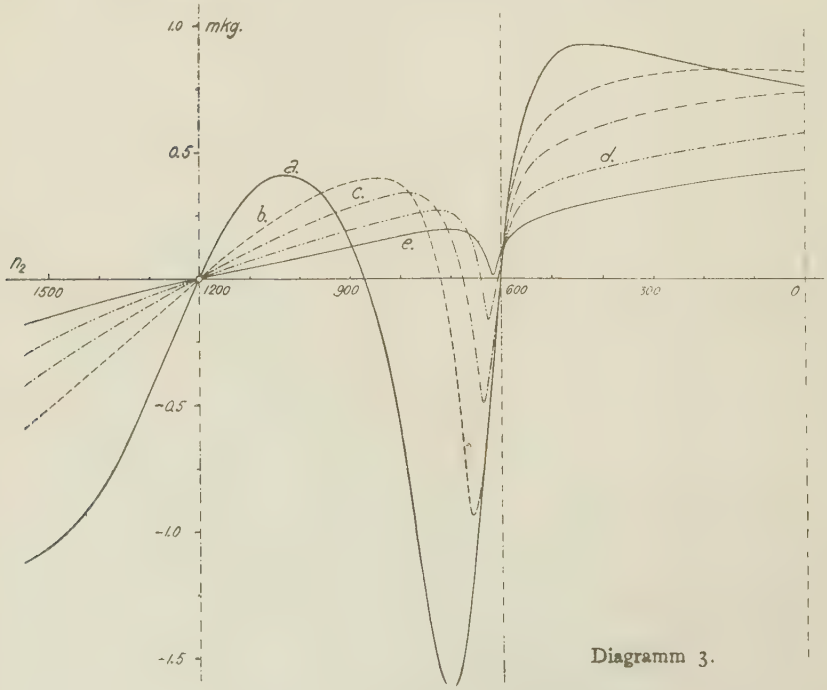


Diagramm 3.

Verlag von Wilhelm Ernst & Sohn, Berlin.

Vektoren-Diagramme.

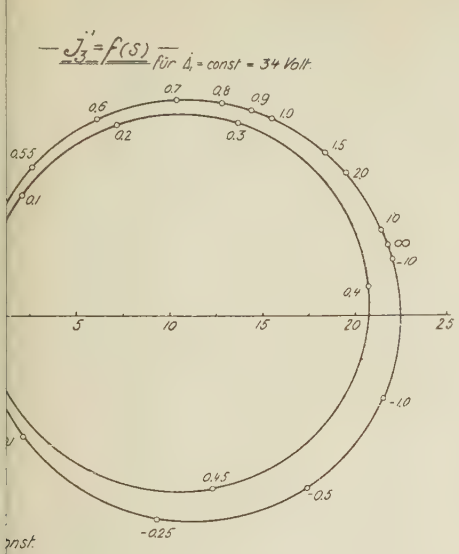


Diagramm 4.

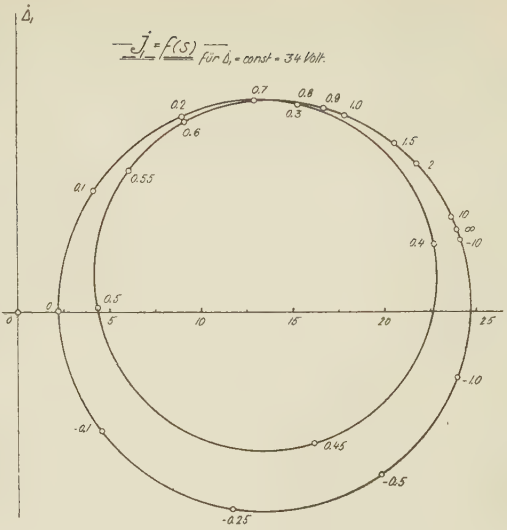
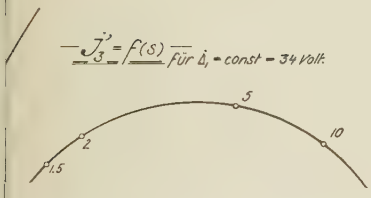
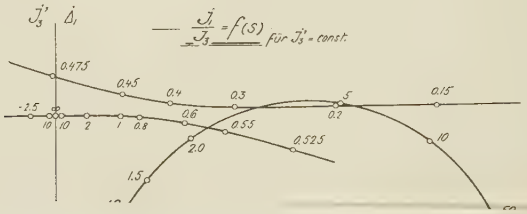
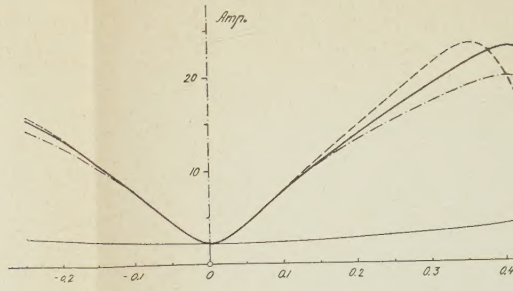


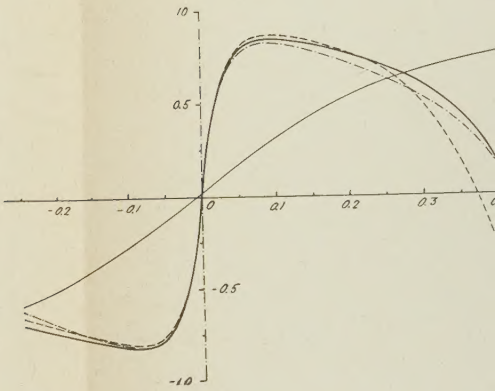
Diagramm 5.

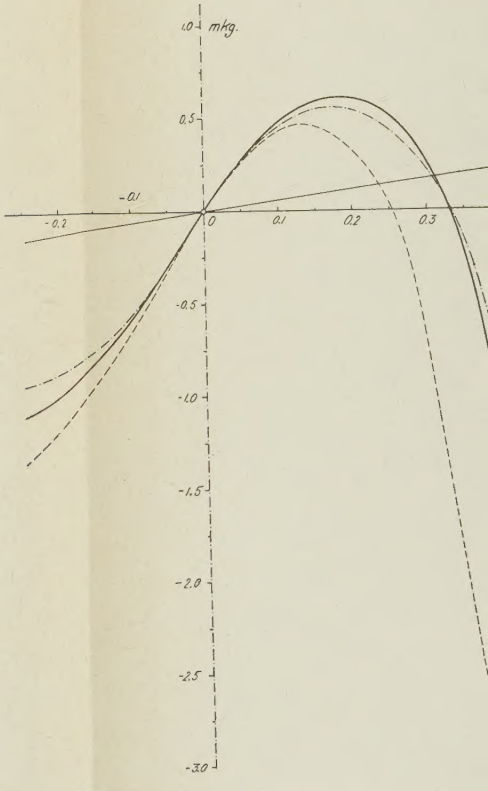




Dreyfus, Drehstrom-Asynchronmotor.







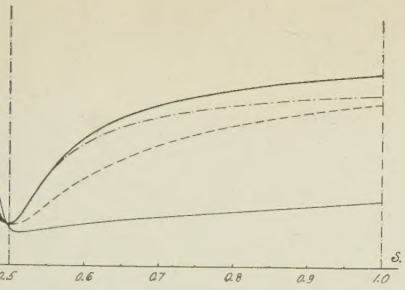


Diagramm 9.
$J_1 = f(s)$

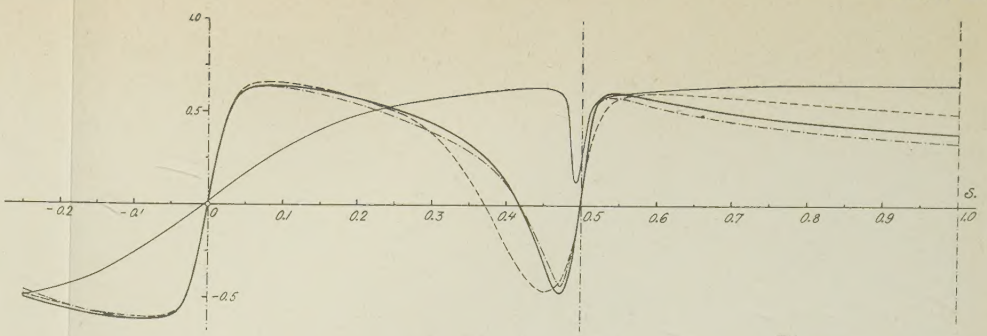


Diagramm 10.
$(\cos \varphi_1)_i = f(s)$

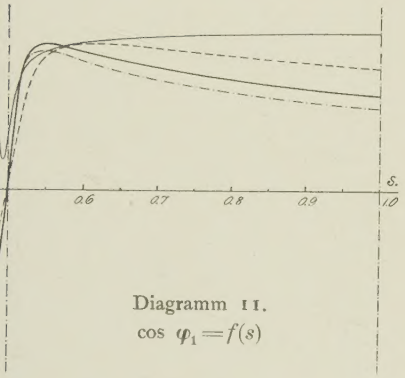


Diagramm 11.
$\cos \varphi_1 = f(s)$

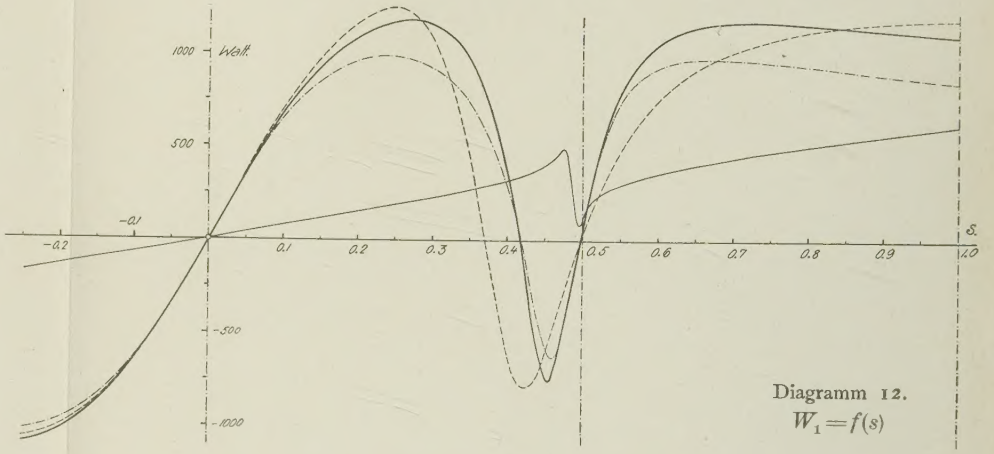
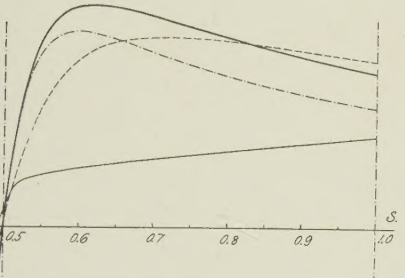


Diagramm 12.
$W_1 = f(s)$



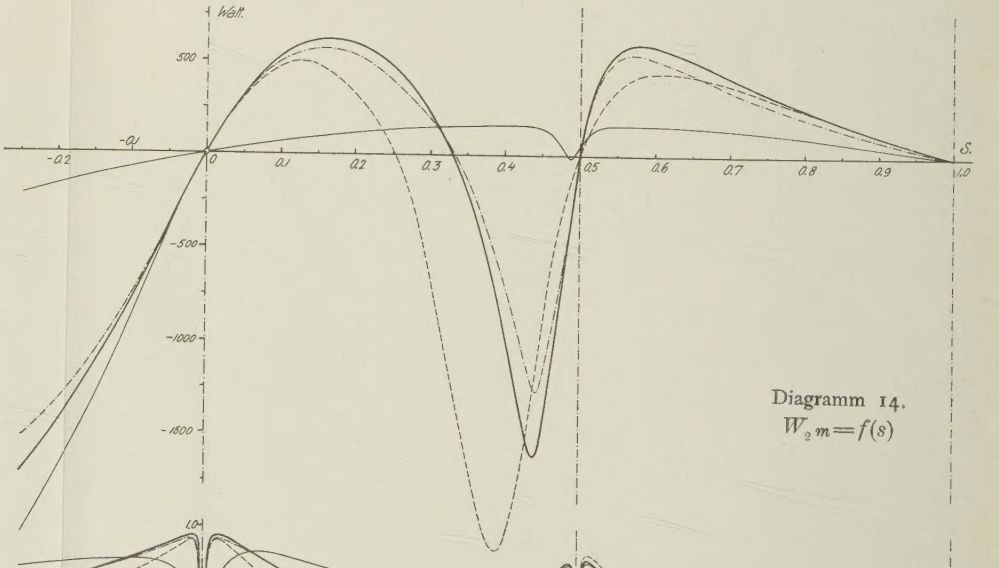


Diagramm 14.
$W_2 m = f(s)$

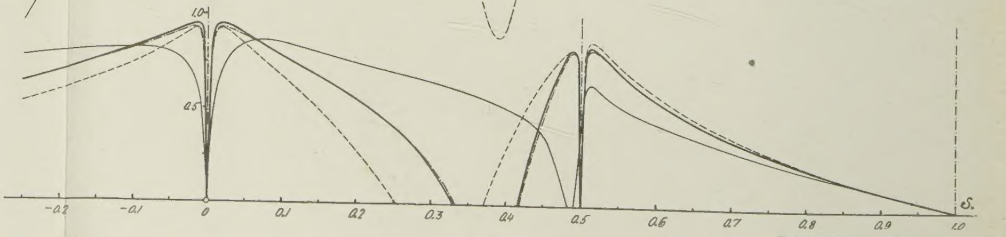


Diagramm 13.
$D = f(s)$

Diagramm 15.
$\eta = f(s)$

Verlag von Wilhelm Ernst & Sohn, Berlin.